PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 22 — 15. November 1942 — Redaktionsschluß für Nr. 23 am 15. November 1942 — 43. Jahrgang

INHALT:

Berichte:

G. Valle, Untersuchungen über die Dynamik der Glimmentladung und des Zähleffektes in Glimmröhren. Mit Tafel XX und XXI. S. 473.

Abhandlungen:

J. Schintlmeister u. G. Urm, Die Einstellzeit des Einfadenelektrometers nach Wulf. S. 486.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,45^{min}$ für September 1942. S. 488.

W. W. Lepeschkin, Longitudinale Streuung (Plotnikow-Effekt) ultraroter Strahlen bei Polystyrolen. S. 489.

F. G. Houtermans, Ein Neutronen-Integrator, eine Anordnung zur Messung der Ergiebigkeit von Neutronenquellen nach der Methode von Fermi und Amaldi. S. 496.

Besprechungen. S. 504.

Nachrichten. S. 504.

BERICHTE

Untersuchungen über die Dynamik der Glimmentladung und des Zähleffektes in Glimmröhren[1])

Von Giorgio Valle

Mit Tafel XX und XXI

1. Die (i, e)-Ebene als Zustandsebene einer Entladungsstrecke

Bei zeitlich veränderlichen Entladungsvorgängen ist in jedem Augenblick das Verhalten der Entladungsstrecke als Leiter im Stromkreise unabhängig von ihren besonderen Eigenschaften durch die Werte der in der Entladungsstrecke fließenden Stromstärke i und der auf sie wirkenden Spannung e festgelegt. Jedem bestimmten Vorgang in der Entladungsstrecke entsprechen dann zwei besondere Funktionen der Zeit, $i = i(t)$ und $e = e(t)$, welche wir Zeitcharakteristiken nennen. Beide Funktionen hängen sowohl von den Verhältnissen im äußeren Stromkreis als von denen in der Entladungsstrecke ab, so daß man im allgemeinen nicht jede beliebige Spannungsfunktion $e(t)$ verwirklichen kann und man sich gewöhnlich damit begnügen muß, nur mit den Spannungsfunktionen zu experimentieren, die bei zweckmäßig gewählten äußeren Verhältnissen spontan herauskommen. Das alles faßt Seeliger (1) in den Namen „Triebspannung", welchen er für die veränderliche Elektrodenspannung $e(t)$ gewählt hat.

Die Zeitcharakteristiken $e(t)$ und $i(t)$ können oszillographisch gesondert aufgenommen werden. Was besonders interessiert, ist jedoch immer die bei jedem Vorgang bestehende funktionale Abhängigkeit zwischen den entsprechenden e- und i-Werten (dynamische Charakteristik). Gewöhnlich gehören zu einem und demselben e-Werte verschiedene Werte von i, je nach der Form der Funktion $e(t)$, und umgekehrt zu einem und demselben i-Werte verschiedene Werte der Triebspannung, je nach der Form der Funktion $i(t)$. Darum ergeben sich bei verschiedenen dynamischen Prozessen in ein und derselben Entladungsstrecke verschiedene dynamische Charakteristiken $e = e(i)$. Man bekommt solche Kurven am einfachsten durch direktes Oszillographieren beider Variablen auf zwei zueinander senkrechten Achsen. Die Zeit kann nachher bei Kenntnis einer der beiden Zeitcharakteristiken längs der Kurve markiert werden; es genügt aber oft, aus der verschiedenen Lichtstärke die Raschheit des Prozesses in den verschiedenen Teilen einer solchen Kurve abzuschätzen.

Hier drängt sich aber eine wesentliche Frage auf. Sind nämlich die erwähnten dynamischen Charakteristiken nur als bequeme Hilfsmittel aufzufassen, einzelne Entladungsprozesse

1) In diesem Bericht sind hauptsächlich die Ergebnisse einer Reihe von Untersuchungen über dynamische Entladungsvorgänge kritisch zusammengefaßt, die im Physikalischen Institut der Universität Parma unter meiner Leitung im letzten Dezennium ausgeführt worden sind. Der Bericht ist eine etwas erweiterte Darstellung dessen, was ich an der Greifswalder Universität und an den Technischen Hochschulen in Berlin, Dresden und München im Wintersemester 1941 in Seminarvorträgen behandelt habe. In gewissem Sinne kann vorliegender Bericht als Fortsetzung und Vervollständigung mancher Abschnitte der Veröffentlichung in dieser Zeitschrift von 1926 über diskontinuierliche Entladungen (4) gelten.

anschaulich zu beschreiben, oder kommt denselben vielmehr eine allgemeinere Bedeutung zu, kraft deren auch vergleichende Betrachtungen auf Grund der bei Änderung der Versuchsbedingungen beobachteten Verschiedenheiten aufgestellt werden dürfen? Mit anderen Worten, darf die (i, e)-Ebene der oszillographischen Aufnahmen auch als eindeutige Darstellungsebene der möglichen dynamischen Zustände einer Entladungsstrecke angesehen werden oder nicht?

Eine besondere Kurve der (i, e)-Ebene ist jedenfalls in diesem Sinne als eindeutig anzusehen, nämlich die statische Charakteristik oder Kennlinie, d. h. der Ort jener Punkte, welche Gleichgewichtszuständen der vom Strom durchflossenen Entladungsstrecke entsprechen. Diese Linie ersetzt für eine Entladungsstrecke die Ohmsche Gerade der gewöhnlichen Leiter. Auf ihr ist definitionsmäßig $di/dt = 0$; jeder stetige Teil derselben kann folglich nur unendlich langsam durchlaufen werden. Sonst gelangt man sofort, wie übrigens auch bei einem Ohmschen Leiter mit innerer Selbstinduktion, zu Punkten der (i, e)-Ebene, welche außerhalb der statischen Kennlinie liegen.

In solchen Punkten ist di/dt von Null verschieden; die Stromstärke nimmt nämlich in diesen Punkten spontan entweder zu oder ab, je nach ihrer Lage zur statischen Kennlinie. Gewöhnlich ist di/dt positiv oberhalb ($e > e_0$) und negativ unterhalb ($e < e_0$) der statischen Kennlinie. Penning (2) hat jedoch auch Fälle beobachtet, wo sich das Umgekehrte zeigte. Jedenfalls erleidet di/dt einen Zeichenwechsel beim Überschreiten dieser Linie. Das Experiment zeigt nun, daß, wenn eine dynamische Charakteristik die statische Kennlinie durchschneidet, dies annähernd bei einem Extremwerte (Maximum oder Minimum) der Stromstärke i erfolgt; es ist demnach in jedem Punkte der statischen Kennlinie, auch wenn er dynamisch überschritten wird, $di/dt = 0$; das Nullwerden der Stromänderungsgeschwindigkeit stellt folglich ein festes Merkmal der Zustandspunkte auf der statischen Kennlinie dar.

Es ist nun die Frage, ob auch in den Gebieten beiderseits der statischen Kennlinie, wo di/dt von Null verschieden ist, der Wert dieser Größe nur von der Lage des jeweiligen Punktes abhängig ist. Daß di/dt nur von den momentanen Werten der Triebspannung e und der Stromstärke i abhängen soll, erscheint vom ionentheoretischen Standpunkt aus jedenfalls plausibel, wenigstens insofern nur solche Zustandsänderungen in Betracht kommen, die genügend langsam gegen die Wanderungszeit der Ladungsträger zwischen den Elektroden erfolgen. Den wirklichen Tatbestand hat Gawehn (3) im Greifswalder Institut untersucht. Er hat aus zahlreichen Aufnahmen dynamischer Charakteristiken von Glimmentladungen in einem breiten Gebiet zu beiden Seiten der statischen Kennlinie die Werte von di/dt bestimmt und ziemlich eindeutige und regelmäßig verteilte Werte dafür gefunden.

Die früher aufgeworfene Frage scheint auf Grund dieser Erfahrungen, wenn auch mit starken Einschränkungen, im bejahenden Sinne zu beantworten zu sein (4). Jedenfalls weisen diese Erfahrungen auf die Zweckmäßigkeit hin, eine erste annähernde Behandlung nicht zu rascher dynamischer Entladungsvorgänge auf die Annahme der Existenz einer festen, eindeutigen und von den jeweiligen Betriebs-

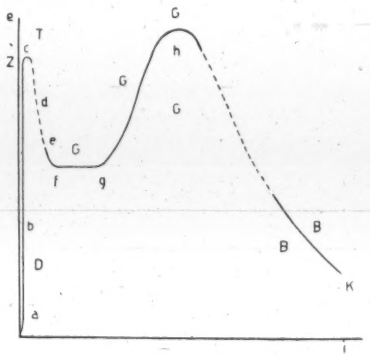

Fig. 1. Allgemeine statische Kennlinie mit angrenzenden Gebieten.

bedingungen der Entladungsstrecke unabhängigen Verteilung von di/dt-Werten in einem beschränkten Gebiete der (i, e)-Ebene beiderseits von der statischen Kennlinie zu begründen. Das bringt implizite die Annahme mit sich, daß auch eine bestimmte, unabhängig von früher durchlaufenen Zuständen bestehende Raumladungs- bzw. Feldverteilung längs der Entladungsstrecke einem jeden Variablenpaare (i, e) bei dynamischen Prozessen im obengenannten beschränkten Gebiete der (i, e)-Ebene zukommt. Die übliche Einteilung der allgemeinen statischen Kennlinie in vier Teile, welche bzw. dem dunklen Vorstrom, der Townsend-Entladung, der Glimmentladung und der Bogenentladung entsprechen, darf folglich auch auf die beiderseits unmittelbar angrenzenden Gebiete der (i, e)-Ebene übertragen werden (Fig. 1).

Analytisch gestattet diese Annahme für jede denkbare Schaltung und Speisevorrichtung einer

durch eine besondere Verteilung von di/dt-Werten annähernd charakterisierten Entladungsstrecke diejenigen dynamischen Prozesse, welche sich in derselben wirklich abspielen können, wenigstens formal anzugeben. Für die üblichen einfachsten Schaltungen (Kapazitätsschaltung oder Blinkschaltung mit Widerstands- bzw. Diodenstrombegrenzung, Fig. 2) ergibt sich aus einer vorgegebenen Verteilung $di/dt=f(i,e)$ auch unmittelbar eine bestimmte Verteilung der

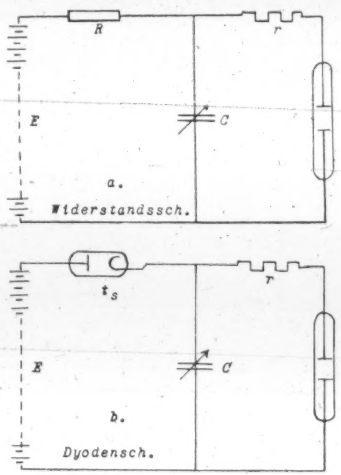

Fig. 2. Kapazitätsschaltungen: a) mit Widerstandsstrombegrenzung, b) mit Diodenstrombegrenzung.

Werte der Spannungsänderungsgeschwindigkeit de/dt, d. h. $de/dt=g(i,e)$. In der Tat bekommt man im ersten Falle (Widerstandsschaltung, WSch):

$$\frac{de}{dt}=\frac{E-e}{CR}-\left(1+\frac{r}{R}\right)\frac{i}{C}-r\frac{di}{dt} \qquad (1)$$

und im zweiten (Diodenschaltung, DSch):

$$\frac{de}{dt}=\frac{i_s-i}{C}-r\frac{di}{dt}, \qquad (1^*)$$

wie sich leicht aus den entsprechenden Differentialgleichungen des Stromkreises ausrechnen läßt. Die de/dt-Verteilung ist jedoch, im Gegensatz zur festen di/dt-Verteilung, auch von den jeweiligen Werten der Stromkreiskonstanten abhängig, und zwar im ersten Falle (WSch) von der wirkenden EMK (E) und vom Vorschaltwiderstand (R), im zweiten Falle (DSch) von der Sättigungsstromstärke der Diodenröhre (i_s) und in beiden Fällen noch von der parallelgeschalteten Kapazität C und vom Meßwiderstand r. Die Berücksichtigung dieses zum Oszillographieren der dynamischen Charakteristiken notwendigen Meßwiderstandes ist wesentlich für das Verständnis der Oszillogramme.

Nun sind in den besprochenen Fällen die Eigenschaften der gesamten Entladungsstrecke durch das System simultaner Differentialgleichungen

$$di/dt=f(i,e), \quad de/dt=g(i,e)$$

gegeben, wovon die zweite, wie wir schon bemerkt haben, die Konstanten des Speisestromkreises enthält[2]). Bekanntlich ergeben sich die entsprechenden Lösungen aus der Integration zweier gewöhnlicher Differentialgleichungen zweiter Ordnung in i bzw. e. Das ist aber ein bloß formales Ergebnis, denn die Verteilung $di/dt=f(i,e)$ ist in Wirklichkeit bei vorgegebener

2) Gawehn (3) gibt dem allgemeinen Ansatz $di/dt=f(i,e)$ die Form $e-e_0=L\cdot di/dt$ mit $L=L(i,e)$, wo e_0 die zur Stromstärke $i_0=i$ auf der statischen Kennlinie gehörige Gleichgewichtstriebspannung darstellt. Er definiert damit letzten Endes eine Art scheinbarer Selbstinduktion der Entladungsstrecke, welche von dem jeweiligen dynamischen Zustand der Entladungsstrecke abhängt. Abgesehen jedoch von dieser bloß formalen Interpretation des Verhaltens einer Entladungsstrecke bei dynamischen Vorgängen, stimmt der Ansatz Gawehns mit dem hier eingeführten $di/dt=f(i,e)$ — mit der Bedingung $f(i_0,e)=0$ — vollständig überein.

Der Begriff der Selbstinduktion einer Entladungsstrecke stammt von J. Herweg (Physik. Zeitschr. **13**, 633, 1912), welcher sie jedoch als eine konstante Größe betrachtet. Auch die von N. Carrara (Alta Frequenza **7**, 148, 1938; **8**, 683, 1939) untersuchten Ersatzschaltungen für Stromkreiselemente mit negativem differentiellen Widerstand enthalten nur konstante Größen; das genügt bereits, um das Vorkommen von dynamischen Charakteristiken, die außerhalb der statischen Kennlinie verlaufen, zu erklären.

Diejenigen Theorien, welche die statische Kennlinie als das einzige Charakteristikum eines solchen Elementes betrachten, vermögen das nicht zu leisten. Annähernd können trotzdem auch auf diesem Wege gewisse für die Praxis nutzbare Ergebnisse erzielt werden, z. B. bei der Behandlung der sogenannten Relaxationsschwingungen. Man vergleiche diesbezüglich z. B. die Arbeiten von B. van der Pol (Onde Él. **9**, 245, 293, 1930), Y. Rocard (Onde Él. **16**, 396, 1937), D. Graffi (Alta Frequenza **11**, 80, 1942). Ähnlich wurde schon lange vorher die elementare Theorie der diskontinuierlichen Entladungen von A. Righi (Rend. Acc. Bologna **6**, 188, 1902) begründet und von mir erweitert und vervollständigt (G. Valle, Wiener Ber. **121**, 63, 1912). Es leuchtet ein, daß durch eine derartige Behandlung jedoch kein für die Dynamik der Gasentladungen brauchbares Resultat erzielt werden kann, weil dabei schon in der Voraussetzung die Existenz gerade jener dynamischen Entladungszustände außerhalb der statischen Kennlinie, welche Objekt der Untersuchung sein müssen, vernachlässigt wird.

Entladungsstrecke nicht bekannt. Versuchsweise können jedoch einfache vernünftige Ansätze für die Funktionen $f(i,e)$ und $g(i,e)$ gemacht werden, um daraus Integrale zu erhalten, welche die Mannigfaltigkeit der dynamischen Prozesse, die eine vorgegebene di/dt-Verteilung zuläßt, veranschaulichen (Gawehn). Physikalisch lohnt es sich viel mehr, die charakteristischen Merkmale derjenigen dynamischen Prozesse, die am häufigsten auftreten und für die Dynamik der Gasentladungen besonders wichtig sind – also in erster Linie der Zünd-, Lösch- und Stabilisierungsprozesse –, hervorzuheben und mit den experimentell aufgefundenen zu vergleichen.

2. Stabilität der Gleichgewichtszustände auf der statischen Kennlinie

Wir beschränken uns dabei auf die früher erwähnten einfachsten Kapazitätsschaltungen. Es ist zweckmäßig, neben der statischen Kennlinie ($di/dt = 0$) in der (i,e)-Ebene noch eine zweite Linie in Betracht zu ziehen, nämlich die, worauf $de/dt = 0$ ist. Da diese Linie im Grenzfall eines verschwindend kleinen Meßwiderstandes mit der sogenannten Widerstandsgeraden der Schaltung übereinstimmt, nennen wir sie einfach Widerstandskurve. Ihre Gleichung ist bei der WSch:

$$\frac{c}{R} = \frac{E}{R} - \left(1 + \frac{r}{R}\right) i - Cr \frac{di}{dt} \qquad (2)$$

und bei der DSch:

$$i = i_s - Cr \frac{di}{dt}, \qquad (2^*)$$

worin man sich natürlich di/dt durch $f(i,e)$ ersetzt denken muß. Im Gegensatz zur statischen Kennlinie hängen bei dieser Widerstandskurve Form und Lage von den jeweiligen Werten der Stromkreiskonstanten ab.

Wir legen die positive Richtung auf der statischen Kennlinie so fest, daß bei einer Bewegung auf der Kurve in dieser Richtung das positive di/dt-Gebiet der (i,e)-Ebene auf die linke Seite fällt. Die positive Richtung auf der Widerstandskurve wählen wir dagegen so, daß das positive de/dt-Gebiet auf der rechten Seite dieser Kurve liegt.

Wenn nun die Stromkreiskonstanten einmal festgesetzt sind und folglich neben der festen di/dt-Verteilung noch eine bestimmte de/dt-Verteilung und eine entsprechende besondere Widerstandskurve vorliegen, dann schneiden sich beide Linien in einem oder in mehreren Punkten, welche Gleichgewichtszustände der Entladungsstrecke ($di/dt = 0$, $de/dt = 0$) unter den gewählten Verhältnissen darstellen. Die Umgebung jedes Gleichgewichtspunktes wird durch die genannten Linien in vier Teilgebiete zerlegt, worin die Zeichen der Änderungsgeschwindigkeiten di/dt und de/dt jeweils in einer anderen Kombination auftreten. Die ganze Konfiguration bestimmt die Art und die Eigenschaften des Gleichgewichtes im betrachteten Punkte. Wenn irgendein dynamischer Prozeß bei diesem Punkt vor sich geht, müssen die Extreme der Stromstärke i auf der statischen Kennlinie, die Extreme der Triebspannung e auf der Widerstandskurve liegen (Extremwertbedingung).

Aus den Gleichungen (2) und (2*) ergibt sich ferner, daß bei sehr kleiner Konstanten Cr die Widerstandskurve mit der entsprechenden Widerstandsgeraden der Schaltung übereinzustimmen strebt. Diese Gerade läuft bei der DSch parallel zur e-Achse für $i = i_s$. Wenn Cr dagegen sehr groß ist, so können die Gleichungen (2) und (2*) nur dort, wo di/dt sehr klein ist, also in unmittelbarer Nähe der statischen Kennlinie, erfüllt werden. Die Widerstandskurve strebt bei sehr großem Cr zur Deckung mit der statischen Kennlinie. Die Drehung der Widerstandskurve um den Gleichgewichtspunkt (dessen Lage von den Konstanten C und r unabhängig ist) erfolgt bei stetig zunehmendem Cr in der Weise, daß der Winkel zwischen den positiven Richtungen beider Kurven nach und nach kleiner wird.

Nun drängt sich das Problem der Stabilität der durch die Schnittpunkte der statischen Kennlinie mit der Widerstandskurve definierten Gleichgewichtszustände auf. Wir verweisen dabei von den Ergebnissen vieler Arbeiten über dieses Problem nur auf die spezielle Lösung von Penning (2), weil sie unserer Darstellungsweise am nächsten steht. Penning bezieht sich auf die sogenannte Gleichstromstabilität (bzw. Labilität). Das heißt, er unterscheidet solche Gleichgewichtszustände, die das Bestehen sei es eines stabilen Gleichstromes im Gleichgewichtspunkt, sei es von Schwingungen um denselben Punkt zulassen, von solchen, die weder das eine noch das andere gestatten und allenfalls als labil zu betrachten sind; derartige Zustände werden entweder nie erreicht oder zugunsten anderer möglichen Gleichgewichtszustände sofort verlassen. Nun herrscht nach Penning im Schnittpunkte der Widerstandslinie mit der statischen Kennlinie Gleichstromstabilität, wenn die Widerstandslinie in der Richtung nach steigendem i aus dem positiven in das negative di/dt-Gebiet übergeht. Penning identifiziert dabei die Widerstandslinie einfach mit der früher erwähnten Widerstandsgeraden, weil er den Meßwiderstand nicht berücksichtigt und auch von der Annahme einer

bestimmten di/dt-Verteilung in der (i,e)-Ebene absieht; er zieht nur den Zeichenwechsel von di/dt beim Überschreiten der statischen Kennlinie in Betracht.

Wir wollen nun eine normale (positive) statische Kennlinie für unsere Entladungsstrecke voraussetzen, wie sie bei allen praktisch in Betracht kommenden Fällen vorkommt; bei ihr liegt das Gebiet mit positivem di/dt oberhalb der Kurve; die positive Richtung der statischen Kennlinie weist folglich nach steigendem i. Da die Widerstandsgerade der Schaltung ausschließlich eine im vierten Quadranten des (i,e)-Achsenkreuzes liegende positive Richtung aufweisen

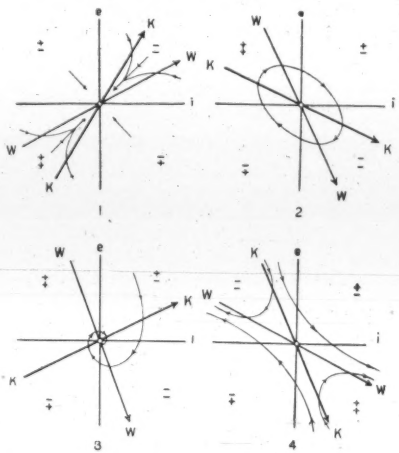

Fig. 3. Stabilität bzw. Labilität der Gleichgewichtszustände einer Entladungsstrecke.

kann, so ergibt sich leicht aus dem früher Gesagten, daß für die entsprechende Widerstandskurve je nach dem Werte von Cr nur die vier in Fig. 3 dargestellten Fälle vorkommen können, und zwar 1, 2 und 3 für beide Schaltungsarten, 4 nur für die WSch bei kleinem W

In Fig. 3 sind für alle Fälle die Zeichen der Änderungsgeschwindigkeiten di/dt und de/dt in den vier in der Umgebung ihres Schnittpunktes von der statischen Kennlinie und der Widerstandskurve begrenzten Feldern eingetragen und die im Einklang mit der Extremwertbedingung möglichen Wege eines dynamischen Prozesses in der Nähe des Gleichgewichtspunktes angedeutet. Fall 1 entspricht einer aperiodischen Erreichung des Gleichgewichtszustandes; alle Wege führen ausschließlich direkt zur Stabilisierung im Gleichgewichtspunkt; Fall 4 ist als absolut labil zu bezeichnen, denn alle Wege führen von ihm weg. Die Fälle 2 und 3 entsprechen der Gleichstromstabilität Pennings, wobei eine Stabilisierung entweder direkt oder auf dem Wege stark oder schwach gedämpfter Schwingungen um den Gleichgewichtspunkt erfolgen kann, aber wobei auch ungedämpfte Schwingungen entstehen können; im Falle 2 sind insbesondere elliptische Schwingungen um den Gleichgewichtspunkt möglich.

Abgesehen von dieser schärferen Charakterisierung der Eigenschaften der Gleichgewichtszustände in unserer Darstellung, behält jedoch die Gleichstromstabilitätsbedingung Pennings, wie leicht einzusehen ist, noch ihre volle Gültigkeit, wenn nur dabei als Widerstandslinie statt der festen Widerstandsgeraden die mit Cr veränderliche Widerstandskurve in Betracht gezogen wird. Präziser kann diese Bedingung jetzt folgendermaßen ausgesprochen werden: Bei einer normalen (positiven) statischen Kennlinie ist ein Gleichgewichtszustand gleichstromstabil, wenn in dem entsprechenden Punkte der Kennlinie die positive Richtung der Widerstandskurve aus dem positiven in das negative di/dt-Gebiet der (i,e)-Ebene führt; die aperiodische Erreichung des Gleichgewichtszustandes ist jedoch nur dann streng gesichert, wenn zugleich jene Richtung nach zunehmender Triebspannung weist. Sonst kann die Stabilisierung auch auf dem Wege gedämpfter Schwingungen erfolgen oder sogar ganz wegfallen und durch unbegrenzt dauernde ungedämpfte Schwingungen um den Gleichgewichtspunkt herum ersetzt werden; das geschieht um so leichter, je mehr die Situation im Gleichgewichtspunkt von derjenigen abweicht, die die aperiodische Erreichung desselben sichert.

3. Zünd-, Lösch- und Schwingungsprozesse

Beim Zündprozeß ist der in Betracht kommende stabile Gleichgewichtspunkt auf der statischen Kennlinie durch die Art der Schaltung und durch die Werte der Stromkreiskonstanten „a priori" festgesetzt. Es entsteht nun die Frage, ob und wann der entsprechende Zustand von der Entladung wirklich erreicht wird. Unsere theoretische Grundlage kann nur gewisse Anhaltspunkte dafür liefern; als absolut gesichert kann nur das Auftreten einer aperiodischen Stabilisierung am Ende des Zündprozesses in den Punkten der statischen Kennlinie, für die Fall 1 der Fig. 3 verwirklicht ist, angesehen werden. Das ist offensichtlich nur bei großem Cr im oberen Teile des ansteigenden Astes gh der statischen

Kennlinie der Glimmentladung (anomale Glimmentladung) möglich, also nur bei verhältnismäßig hoher Leistung des Speisestromkreises der Entladungsstrecke. In allen übrigen Teilen der Kennlinie — wir beschränken unsere Betrachtungen auf die Glimmentladungscharakteristik *defgh* — bleibt es dagegen auf Grund unserer Theorie offen, ob der Zündprozeß mit der Stabilisierung sein Ende findet oder ob er nur zu Entladungsschwingungen Anlaß gibt. Letzteres ist jedenfalls am wahrscheinlichsten dann zu erwarten, wenn die Situation im Gleichgewichtspunkt dem Fall 2 der Fig. 3 ähnelt, d. h. auf dem absteigenden Ast *def* der Kennlinie (subnormale Glimmentladung) oder allenfalls bei kleinem Cr auf deren horizontalem Teile *fg* (normale Glimmentladung).

In der Tat ergibt das Experiment, daß für jeden Wert der Konstanten Cr — also bei unveränderlichem Meßwiderstand r für jeden Wert der Kapazität C — eine Grenzstromstärke existiert, oberhalb deren die Zündung immer zur Stabilisierung führt. Die Kurve der Grenzstromstärken (Reißpunktkurve) zeigt stets die in Fig. 4 dargestellte Form. Es ist folglich auch bei sehr kleiner Konstanten Cr eine Zündung mit darauffolgender Stabilisierung möglich; die Grenzstromstärke nimmt in diesem Falle mit abnehmender Kapazität ab. Bei

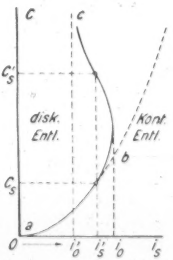

Fig. 4. Reißpunktkurve einer Glimmentladung.

großem Cr nimmt umgekehrt die Grenzstromstärke mit zunehmender Kapazität ab und strebt einem kleinsten konstanten Wert i'_0 zu. Ein Maximum i_0 der Grenzstromstärke ist bei einem zwischenliegenden Werte der Kapazität vorhanden; sein Wert entspricht ungefähr dem Ende *g* des horizontalen Teiles der statischen Kennlinie. Darum steigt i_0 unter sonst gleichen Verhältnissen an, wenn die freie Kathodenoberfläche vergrößert wird; dadurch erfährt auch die Länge des horizontalen Teiles der statischen Kennlinie eine entsprechende Verlängerung (Fig. 5). Die hier betrachtete Kurve bezieht sich ausschließlich auf die Stabilisierung der Entladung beim Zünden; wenn eine schon stabilisierte Entladung vorhanden ist und die Stromstärke dabei nach und nach vermindert wird,

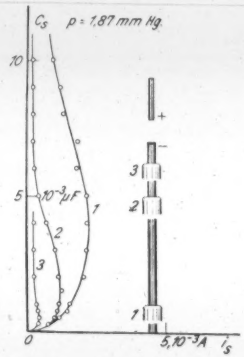

Fig. 5. Einfluß der Größe der freien Kathodenoberfläche auf die Reißpunktkurve einer Glimmentladung in Luft (Valle).

dann bleibt im Gegenteil die Entladung bis weit unter der Grenzstromstärke noch stabil. Im Innern des Gebietes zwischen der Reißpunktkurve und der Ordinatenachse ist die Entladung diskontinuierlich, d. h. ihre Schwingungen bestehen aus einer periodischen Aufeinanderfolge von Zünd- und Löschprozessen (sogenannte Kippschwingungen). Die stabile Entladung nennt man darum im Gegensatz dazu auch kontinuierlich.

Nun wollen wir den Zündprozeß näher betrachten. Es ist dabei zweckmäßig, einen bestimmten festen Wert für den Meßwiderstand r vorauszusetzen und zwei Grenzfälle, sehr kleine bzw. sehr große Konstanten Cr, zu unterscheiden. Im ersten Falle ($Cr \ll$) stimmt für jeden festgelegten Gleichgewichtspunkt die Widerstandskurve mit der Widerstandsgeraden der Schaltung annähernd überein. Die Zündung setzt immer bei einer Spannung A ein, welche etwas oberhalb der statischen Zündspannung Z liegt (Fig. 6). Die dynamische Charakteristik des Zündprozesses beginnt darum in unserem Falle im ($di/dt > 0$, $de/dt > 0$)-Gebiete und verläuft weiter in demselben, bis die Triebspannung im Schnittpunkt mit der Widerstandskurve W ein Maximum erreicht. Sie biegt nachher nach unten ab im ($di/dt > 0$, $de/dt < 0$)-Gebiete. Was weiter geschieht, hängt von den Eigenschaften des angestrebten Gleichgewichtszustandes und von der speziellen di/dt-Verteilung ab.

Fig. 6 gibt einige Beispiele für verschiedene längs der statischen Kennlinie $AB_1B_2B_3B_4B_5K$ verteilte Gleichgewichtspunkte. Sie entsprechen den gewöhnlich in Glimmentladungsröhren bei sehr kleiner Kapazität vorkommenden Fällen. Bei den mit 3, 4 und 5 bezeichneten Fällen führt die Zündung, ohne daß Überströme dabei auftreten, direkt zur Stabilisierung. Die Einmündungsrichtung de/di der dynamischen Charakteristik in die statische Kennlinie kann hier einen beliebigen, nur von der speziellen di/dt-Verteilung abhängigen Wert haben, da de/dt und

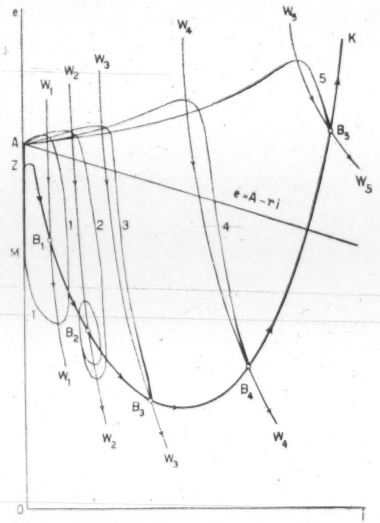

Fig. 6. Dynamische Entladungsprozesse bei kleiner Kapazität der Entladungsstrecke.

di/dt beide dort gleich Null sind. Wir nennen eine solche Art der Zündung eine direkte; sie kann noch bei Gleichgewichtspunkten, die auf dem ersten, absteigenden Teil der statischen Kennlinie liegen, vorkommen, wenn nur die Kapazität genügend klein ist; das bewirkt Abnahme der Grenzstromstärke bei sehr kleiner Kapazität im unteren Aste der Reißpunktkurve (Fig. 4). Sonst treten um die entsprechenden Gleichgewichtspunkte (z. B. B_1 und B_2 in Fig. 6) diskontinuierliche Entladungen erster Art (bei den kleinsten Stromstärken, Fall 1) oder zweiter Art (bei höherer Stromstärke, Fall 2) auf. Die zwei Entladungsarten unterscheiden sich bekanntlich dadurch, daß bei der ersten Entladungsart auf den Zündprozeß nach Überschreiten eines maximalen Überstromes ein Löschprozeß folgt, der die Stromstärke auf Null reduziert, wonach der ganze Vorgang von neuem anfangen kann. (Ein Beispiel dafür gibt das große Oszillogramm der Fig. 7.) Bei der zweiten Entladungsart gibt der erste Zündprozeß dagegen Anlaß zum Entstehen ungedämpfter Entladungsschwingungen höherer Frequenz um den Gleichgewichtspunkt, wobei die Entladung ebenfalls periodisch zündet und erlischt, aber die Stromstärke stets von Null verschieden bleibt. (Beispiele dafür geben die kleinen ellipsenförmigen Oszillogramme der Fig. 7.)

Im zweiten von uns in Betracht gezogenen Falle ($Cr \gg$) muß nach dem Gesagten die Widerstandskurve annähernd mit der statischen Kennlinie übereinstimmen. Die dynamische Charakteristik des Zündprozesses beginnt dann praktisch schon im ($de/dt > 0$, $de/dt < 0$)-Gebiete. Da Cr sehr groß ist, ergibt sich annähernd nach beiden Gleichungen (1) und (1*):

$$\frac{de}{dt} = -r\frac{de}{dt}$$

und folglich (wenn A die Anfangsspannung bedeutet):

$$e = A - ri \qquad (3)$$

als Gleichung der dynamischen Charakteristik des Zündprozesses im ersten Teile ihres Verlaufes (wo di/dt ebenfalls sehr groß ist). Die Zündung setzt also längs einer Geraden (Zündgeraden) ein, deren Neigung nur von dem Betrag des Meßwiderstandes r abhängt; die Zündung erfolgt nämlich anfangs so rasch, daß die große Kapazität trotz der aus dem Speisestromkreise weiter fließenden Elektrizitätsmenge praktisch als eine konstante Stromquelle wirken kann.

Je nach der Lage des Gleichgewichtspunktes verläßt die dynamische Charakteristik bald diese Zündgerade, um danach umzukehren. Fig. 8 gibt, analog wie früher Fig. 6, einige der Wirklichkeit entsprechende Beispiele für den weiteren Verlauf solcher Zündcharakteristiken. Auch hier führt der Zündprozeß in den Fällen 3, 4 und 5 zur Stabilisierung der Entladung in den entsprechenden Gleichgewichtspunkten; aber nur für den schon eine beträchtliche Leistung erfordernden Punkt B_5 ist die Zündung eine direkte. Derartige Zündprozesse sind in den Oszillogrammen der Fig. 15 zu bemerken. Bei kleinerer Stabilisierungsstromstärke kommt es im Gegensatz dazu vor, daß die dynamische Charakteristik nach Verlassen der Zündgeraden zuerst die statische Kennlinie, einem maximalen Überstrome entsprechend durchquert und nachher nach dem Gleichgewichtspunkt umbiegt. Eine solche Zün-

dungsart nennen wir eine indirekte; sie kommt in den Fällen 3 und 4 der Fig. 8 vor. Das Oszillogramm der Fig. 9 gibt dafür ebenfalls ein Beispiel

Bei kleinerer Gleichgewichtsstromstärke und großer Kapazität kommen keine diskontinuierlichen Entladungen zweiter Art vor. Im Grenzgebiet, also bei mittlerer Kapazität, kann an deren Stelle eine Stabilisierung auf dem Wege gedämpfter Schwingungen beobachtet werden, wovon Fall 2 der Fig. 8 und das Oszillogramm der Fig. 10 Beispiele geben. Bei der Aufnahme dieses interessanten Oszillogramms war

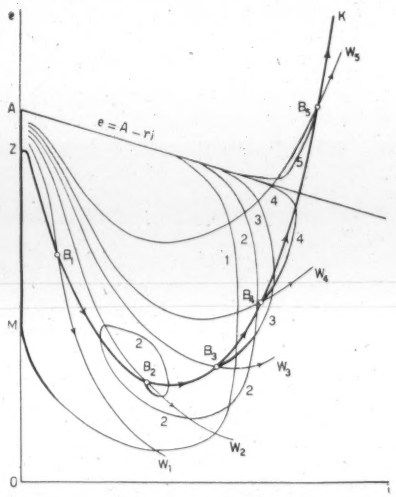

Fig. 8. Dynamische Entladungsprozesse bei großer Kapazität der Entladungsstrecke.

die Stromkoordinate stark linear verstärkt. Die Stabilisierung kann in solchen Fällen auch wegfallen und die Zündung durch gedämpfte Schwingungen sich periodisch wiederholen; man bekommt dann die sogenannten Gruppenentladungen. Bei noch kleineren Gleichgewichtsstromstärken sind mit jedem Werte der Kapazität nur diskontinuierliche Entladungen erster Art zu erhalten (Fall 1 in Fig. 8).

Von den Löschprozessen war schon bei der Behandlung der diskontinuierlichen Entladungen erster Art implizite die Rede. Diese Löschprozesse, die spontan bei unveränderter Schaltung vor sich gehen, erfolgen immer so, daß die dynamische Charakteristik nach Überschreitung eines Minimums der Triebspannung im $(di/dt \leq 0,\ de/dt > 0)$-Gebiete bis zur Ordinatenachse $(i = 0)$ verläuft und in diese einmündet (man vergleiche das große Oszillogramm der Fig. 7). Wenn eine Entladung dagegen schon stabilisiert ist, so kann ihr nachheriges Löschen entweder durch Ausschalten der Stromquelle, wie im Falle der Fig. 10, bewirkt werden oder als Folge einer Erniedrigung der Stromstärke auftreten, welche die Entladung in ihr Diskontinuitätsgebiet versetzt. Der Löschprozeß erfolgt in letzterem Falle wie bei einer diskontinuierlichen Entladung; die Oszillogramme der Fig. 15 geben dafür einige Beispiele; sie wurden mit einer verhältnismäßig langsam zwischen dem jeweils gewählten Stabilisierungswert und einem sehr kleinen Werte pendelnden Stromstärke aufgenommen.

4. Lichterscheinungen bei dynamischen Entladungsprozessen

Man kann die Frage stellen, wo eigentlich auf einer dynamischen Charakteristik die Entladung als bereits gezündet und wo sie als bereits gelöscht betrachtet werden soll. Dynamisch hat eine solche Frage keinen Sinn, denn es sind nur Zündprozesse, welche zum Gleichgewichtspunkt führen, und Löschprozesse, welche von ihm wegführen, zu unterscheiden. Ionentheoretisch kann die Entladung als gezündet überall dort betrachtet werden, wo noch eine merkliche Elektronenablösung aus der Kathode erfolgt, also der Ionisierungsanstieg μ von Rogowski von Null verschieden ist, d. h. fast auf allen mit der Ordinatenachse nicht übereinstimmenden Teilen der dynamischen Charakteristik. Wählt man aber zur Unterscheidung das Kriterium der Selbständigkeit der Entladung, so muß dieselbe oberhalb der statischen Kennlinie, wo $\mu \geq 1$ ist, als gezündet, und unterhalb derselben, wo $\mu < 1$ ist, als gelöscht angesehen werden.

Für die Lichterscheinungen kann auf Grund unserer vereinfachenden Annahme, daß jedem Zustandspunkt in der Nähe der statischen Kennlinie eine besondere eindeutige Feldkonfiguration im Entladungsraum entspricht, erwartet werden, daß die Lichterscheinungen beim Durchlaufen einer dynamischen Charakteristik sich nach und nach so verändern, wie es dem jeweils erreichten Zustandspunkt entspricht.

In der Tat geht am Anfang jeder Zündung ein Lichtblitz von der Anode aus, welcher fast den ganzen Entladungsraum bis in die Nähe der Kathode axial durchsetzt und, sobald das Glimmlicht sich voll entwickelt hat, erlischt. Diese Lichterscheinung entspricht offenbar der in der ersten Phase der Zündung bestehenden Towns-

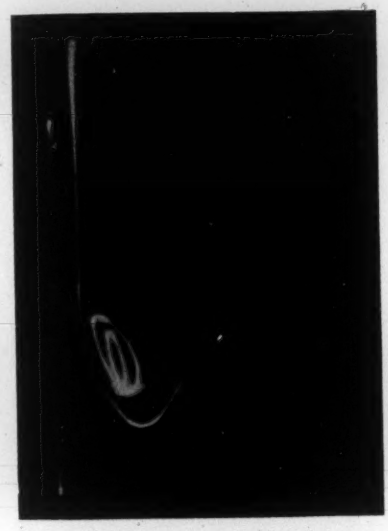

Fig. 7. Oszillogramme von diskontinuierlichen Entladungen erster und zweiter Art (Gawehn und Valle).

Fig. 9. Indirekte Zündung einer stabilen Glimmentladung in einer Osram-Spiralglimmlampe (Valle).

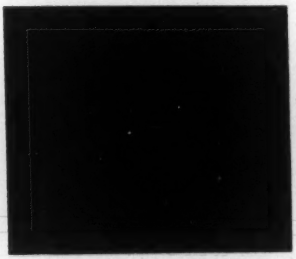

Fig. 10. Zündung einer Glimmentladung in Neon auf dem Wege gedämpfter Schwingungen um den Gleichgewichtspunkt (Valle).

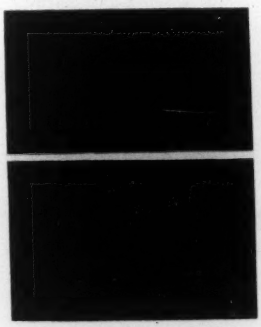

Fig. 11. Zeitliche Änderung der photoelektrischen Wirkung des Glimmens des Townsend-Stromes (a) und des eigentlichen Glimmlichtes (b) im Laufe einer Partialentladung in verdünnter Luft (Ricamo).

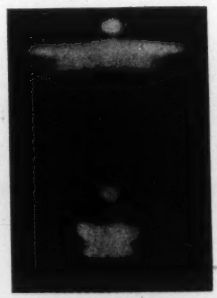

Fig. 12. Valles Dunkelraum im Glimmen des Townsend-Stromes bei einer diskontinuierlichen Entladung zweiter Art in Luft (2,5 Torr) zwischen Rogowskischen Elektroden (Ricamo).

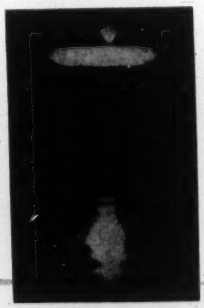

Fig. 13. Raumsäule von Güntherschulze bei stabilisierter subnormaler Glimmentladung bei gleichen Bedingungen wie Fig. 12 (Ricamo).

end-Entladung und kann als Glimmen des Townsend-Stromes bezeichnet werden (4).

Fig. 11 zeigt zwei Oszillogramme von Ricamo (6), der mit Hilfe einer Photozelle gesondert die zeitliche Änderung des Glimmens des Townsend-Stromes bzw. des eigentlichen Glimmlichtes von zwei unter sich genau gleichen Partialentladungen aufgenommen hat. Das raschere Aufblitzen und das ebenso raschere Abklingen der ersten Lichterscheinung sind deutlich beim Vergleich beider Kurven zu ersehen; bei länger dauernden Partialentladungen kann der Unterschied beim Abklingen sogar im rotierenden Spiegel direkt beobachtet werden.

Besonderes Interesse verdient diese Lichterscheinung bei diskontinuierlichen Entladungen zweiter Art (Fall 2 der Fig. 6), wo die Zündung jeder Partialentladung bei einem Zustande der Entladungsstrecke erfolgt, welcher schon weit von dem stromlosen Zustand entfernt liegt. Dann zeigt das Glimmen des Townsend-Stromes den von mir schon vor langer Zeit entdeckten Dunkelraum (4), welcher die bei der Zündung im betrachteten Falle schon vorhandene Feldverzerrung gewissermaßen sichtbar macht[3]). Fig. 12 zeigt nach einer Aufnahme von Ricamo diesen Dunkelraum bei einer diskontinuierlichen Entladung zweiter Art in einem Luft bei 2,5 Torr enthaltenden sehr weiten Gefäß, zwischen Rogowskischen Elektroden. Die Tatsache, daß hier die Entladung zwischen nicht weit vom Gleichgewichtszustand entfernten Zuständen hin und her pendelt, legt die Vermutung nahe, daß dem im dynamischen Falle beobachteten Glimmen des Townsend-Stromes auch eine annähernd ähnliche stabile Lichterscheinung im Gleichgewichtspunkt selbst entsprechen sollte. In der Tat ist eine axial von der Anode ausgehende, oft geschichtete Lichterscheinung auch bei stabilisierter Entladung in dem hier in Betracht kommenden subnormalen Existenzgebiet der Glimmentladung zu beobachten.

Fig. 13 zeigt z. B. die bei stabilisierter Entladung im gleichen Falle wie bei Fig. 12 auftretende geschichtete Lichtsäule; diese ist folglich als die zum Gleichgewichtszustand, in dessen Nähe die diskontinuierliche Entladung zweiter Art der Fig. 12 erfolgt, gehörige stabile Lichterscheinung anzusehen. Sie ist offenbar mit der von Güntherschulze und Schnitger (7) beschriebenen Raumsäule identisch. Die Raumsäule von Güntherschulze findet demnach im Rahmen unserer Darstellung ihren richtigen Platz als die die Entladungszustände auf dem absteigenden Teile der statischen Kennlinie zwischen Townsend-Entladung und Glimmentladung charakterisierende stabile Lichterscheinung; sie stellt, anders ausgedrückt, die noch teilweise im Rumpfe leuchtende Übergangsform der Entladung dar, die zwischen dem glimmenden Townsend-Strom und der im Rumpfe in weiten Gefäßen lichtlosen normalen Glimmentladung vorkommt.

Wesentlich ähnliche Lichterscheinungen müssen offenbar auch jenen dynamischen Entladungszuständen entsprechen, die durch Punkte der der statischen Kennlinie naheliegenden Gebiete der (i,e)-Ebene dargestellt sind. Solche bei dynamischen Prozessen zeitlich sehr rasch aufeinanderfolgende und nach und nach sich ändernde Lichterscheinungen bestimmen dadurch, daß sie sich bei direkter Beobachtung überdecken, das effektive Aussehen der Entladung während der kurzen Dauer jener Prozesse. Das ist z. B. der Fall in Fig. 12.

5. Nachwirkungserscheinungen

Aus unseren bisherigen Ausführungen kann zusammenfassend geschlossen werden, daß die anfangs unter gewissen Einschränkungen von uns vorausgesetzte Eindeutigkeit der (i,e)-Ebene als Zustandsebene einer Entladungsstrecke mit den experimentellen Ergebnissen in erster Näherung nicht im Widerspruch steht. Es erscheint darum gerechtfertigt, eine Deutung der Dynamik der Entladungen unter dieser Voraussetzung zu begründen.

Selbst komplizierte Erscheinungen wie das Auftreten von Gruppenentladungen und von diskontinuierlichen Entladungen zweiter Art bei Verkleinerung der Zeitkonstante des Stromkreises passen in den Rahmen einer solchen Darstellung. Es handelt sich in solchen Fällen um dynamische Vorgänge, wo sozusagen noch die Nachwirkung früher durchlaufener Zustände an den Tag kommt. Die diskontinuierlichen Entladungen zweiter Art treten bekanntlich dann auf, wenn die Zeitkonstante des Stromkreises so klein gemacht wird, daß die von der vorhergehenden Partialentladung herrührende Feldverzerrung bis zum Eintreten einer neuen Zündung nicht hinreichend Zeit hat, gänzlich zu verschwinden. Darum erfolgt hier jede Zündung bei einer Triebspannung, welche kleiner ist als die normale Zündspannung der diskontinuierlichen Entladungen erster Art. Das alles faßt Fig. 14 zusammen (7), wo die Differenz ΔV der im Laufe einer Partialentladung auftretenden Extremwerte der Triebspannung nach verschieden langen (aus der unteren Linie zu entnehmenden) Zeitintervallen nach dem Verlöschen der vorhergehenden Partialentladung

3) In molekularen Gasen tritt diese Erscheinung viel deutlicher als in Edelgasen auf; sie ist jedoch auch in solchen Gasen vorhanden.

dargestellt ist. Man entnimmt daraus auch die Größenordnung der Abbauzeit der Feldverzerrung zu etwa 10^{-3} sec.

Auch derartige Vorkommnisse passen in die auf der Hypothese der Eindeutigkeit der (i, e)-Zustandsebene begründete allgemeine Darstellung der Dynamik der Gasentladungen ungezwungen hinein. Das erklärt sich einfach dadurch, daß unter den in der (i,e)-Ebene dargestellten dynamischen Zuständen auch alle

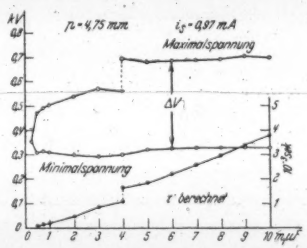

Fig. 14. Schwankung ΔV der Triebspannung im Laufe einer Partialentladung und Dauer des Zeitintervalls zwischen aufeinanderfolgenden Partialentladungen als Funktionen der Kapazität der Entladungsstrecke (Valle).

jene enthalten sind, welche einer schon in Abbau befindlichen Entladung entsprechen. Wir wollen darum zweckmäßig von Nachwirkungseffekten nur dann sprechen, wenn diese wirklich Abweichungen von der vorausgesetzten Eindeutigkeit der Zustandsebene zur Folge haben. Es liegt darin ersichtlich eine Definition der Nachwirkungseffekte, welche uns durch die Annahme einer solchen Eindeutigkeit auferlegt wird (9).

Daß derartige Nachwirkungseffekte tatsächlich vorkommen, zeigen sehr schön die drei Oszillogramme der Fig. 15. Wie schon bemerkt, sind diese Oszillogramme in der Weise erhalten worden, daß die Stromstärke einer stabilen Entladung zwischen einem von Fall zu Fall verschiedenen maximalen Werte und jenem kleinsten Werte, bei dem die Entladung erlischt, langsam periodisch verändert wurde. Die fast genau parallele Verschiebung nach oben, welche dabei die ganze Charakteristik des Vorganges mit der Erhöhung des maximalen Stromwertes erleidet, ist offenbar ein Zeichen dafür, daß die Entladungsstrecke infolge der stärkeren Belastung ihre Eigenschaften zu verändern vermag und demnach auch eine verschiedene di/dt-Verteilung in der (i, e)-Ebene zu ihrer Charakterisierung erfordert.

Die hier beschriebene Erscheinung, die bei allen Glimmentladungen zu beobachten ist, hat sicher eine thermische Ursache; darum haben Gawehn und ich (9) bei der Behandlung solcher Phänomene als zuverlässigen Parameter zur Charakterisierung der durch einen laufenden dynamischen Prozeß veränderten Eigenschaften einer Entladungsstrecke die mittlere Belastung derselben gewählt. Die Definition dieser mittleren Belastung steht in enger Beziehung zum Begriff der quasistatischen Kennlinie, die ihrerseits von den Versuchsergebnissen nach Art der Fig. 15 unmittelbar nahegelegt wird. Eine quasistatische Kennlinie ist eine Zustandskurve, wie sie sich bei langsamer periodischer Veränderung des stabilen Zustandes einer Entladung zwischen zwei bestimmten Werten der Stromstärke ergibt, wenn die Frequenz der Veränderung so gewählt wird, daß eben keine merklichen Hysteresiserscheinungen dabei mehr auftreten. Man kann dann immer auf einer solchen Kurve einen besonderen Punkt (i_0, e_0) finden, der gleichfalls einem Zustand der bei konstanter Stromstärke stabil brennenden Entladung entspricht; die zu einem solchen Punkte gehörige Stromleistung $W_0 = i_0 e_0$ charakterisiert unter dem Namen mittlere Belastung als Parameter die betrachtete quasistatische Kennlinie.

Wenn man die Entladung in einem bestimmten Zustande W_0 verhältnismäßig lange stabil brennen läßt und sie nachher nur für eine sehr kurze Zeit der langsamen Stromschwingung, die zur Aufnahme der quasistatischen Kennlinie dient, aussetzt, um sie schließlich wieder in den alten Zustand zu versetzen, so zeigt sich in der Tat, daß die quasistatische Kennlinie von der Amplitude jener Stromschwingung ganz unabhängig ist. In einem solchen Falle ist nämlich ersichtlich die mittlere Belastung der Entladungsstrecke mit der Stromleistung beim festen Zustande W_0 identisch, was auch die Amplitude der kurz dauernden Stromschwingung sei. Das kann offenbar gleichfalls in bezug auf jeden anderen dynamischen Prozeß behauptet werden, der nur während einer sehr kurzen Zeit an Stelle eines im übrigen stationär vor sich gehenden Entladungsvorganges eingeschaltet wird. Darin liegt die Grundidee der von Gawehn und mir (9) eingeführten Methode, dynamische Entladungszustände trotz des thermischen Effektes, welcher sonst die Eindeutigkeit der (i,e)-Zustandsebene beeinträchtigt, genauer untersuchen und in jener Ebene eindeutig abbilden zu können, wenn nicht andere Nachwirkungseffekte dazukommen.

Ist nun die mittlere Belastung, bei welcher man einen dynamischen Entladungsvorgang untersucht, einmal festgesetzt durch jenen Entladungszustand, der die in den übrigen

Zeitintervallen stationär brennende Entladung charakterisiert, so kann ersichtlich die (i,e)-Ebene jetzt mit einer viel schärferen Annäherung an die Wirklichkeit als eindeutig angesehen werden. Es muß aber jedenfalls darin die statische Kennlinie durch jene quasistatische Kennlinie ersetzt werden, die der gewählten mittleren Belastung entspricht. Sie verbindet offenbar jene Zustandspunkte, welche Gleichgewichtszustände der Entladungsstrecke darstellen und nur darum in Wirklichkeit nicht dauernd bestehen können, weil die festgesetzte Belastung dabei ihren Wert nicht mehr unverändert bewahren könnte. Im übrigen sind auch die di/dt-Verteilung und die dazugehörige de/dt-Verteilung in der (i,e)-Ebene, welche einer bestimmten quasistatischen Kennlinie entsprechen, als Funktionen des sie kennzeichnenden Parameters W anzusehen.

Die Vorteile, welche die Untersuchung dynamischer Entladungsvorgänge mit der Methode der festen mittleren Belastung der Entladungsstrecke bietet, sind noch klarer zu ersehen, wenn man die Störungen des normalen Verlaufes solcher Prozesse, die bei Nichtanwendung jener Methode eintreten, ins Auge faßt. Jeder dynamische Prozeß ist dann nämlich von einer allmählichen Verschiebung der di/dt- und der entsprechenden de/dt-Verteilung in der (i,e)-Ebene begleitet, die der mit Fortschreiten des Prozesses sich fortwährend ändernden mittleren Belastung zuzuschreiben ist. Es stören folglich grundsätzlich typische Nachwirkungserscheinungen den normalen Verlauf eines dynamischen Prozesses, wenn nicht zugleich die mittlere Belastung zwangsweise konstant gehalten wird. Das einfachste Beispiel ist die Schleifenform, die die statische Kennlinie annimmt, wenn man sie punktweise in beiden Richtungen langsam aufnimmt. Diese wesentliche, bei Gasentladungen stets auftretende Erscheinung ist als thermische oder langsame Hysteresis aus einer klassischen Arbeit von Seeliger (10) wohlbekannt.

Die Hysteresisschleife der statischen Kennlinie verschwindet vollständig, wenn die Aufnahmegeschwindigkeit nach und nach bis zu einem gewissen Grenzwert erhöht wird. Dann übertrifft offenbar die Größenordnung dieser Grenzgeschwindigkeit diejenige der Abklinggeschwindigkeit der thermischen Nachwirkung; die aufgenommene Kurve stellt dabei jene quasistatische Kennlinie dar, welche der von der gewählten Amplitude der Stromschwingung abhängigen mittleren Belastung der Entladungsstrecke entspricht. Die Entladungsstrecke kann folglich in ihrem elektrisch-thermischen Verhalten viel besser als durch die statische Kennlinie durch die ganze Schar ihrer quasistatischen Kennlinien, die den verschiedenen zulässigen Werten der mittleren Belastung entsprechen, charakterisiert werden (Fig. 16).

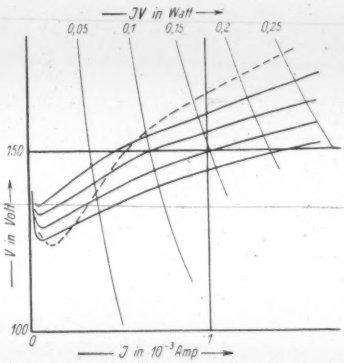

Fig. 16. Quasistatische Kennlinien und wirkliche statische Kennlinie bei einer Neonglimmlampe, ausgewertetes Oszillogramm (Gawehn und Valle).

Auf jeder Kurve dieser Schar liegt ein einziger Punkt der wirklich statischen Kennlinie, welcher den permanenten Zustand gleicher mittlerer Belastung darstellt. Die wirklich statische Kennlinie ist folglich als Ort solcher Punkte aufzufassen.

Die Abklinggeschwindigkeit der thermischen Nachwirkung ist bei Glimmentladungen im allgemeinen sehr klein, so daß schon mit einer Frequenz von etlichen Stromschwingungen pro Sekunde die Hysteresisschleife der statischen Kennlinie ganz zum Verschwinden gebracht wird. Die Untersuchung dynamischer Entladungsvorgänge mit der Methode der konstanten mittleren Belastung hat indessen das Vorkommen auch einer anderen Art der Nachwirkung ans Licht gebracht, welche eine viel größere Abklinggeschwindigkeit besitzt; wahrscheinlich hat diese Nachwirkung eine elektrische Ursache. Sie macht sich z. B. dadurch bemerkbar, daß die Maxima der Stromstärke bei der indirekten Zündung nicht genau auf der quasistatischen Kennlinie liegen. Noch deutlicher ergibt sich die Existenz einer solchen Nachwirkung, wenn man vom feststehenden Belastungszustand der Entladungsstrecke ausgehend diese plötzlich durch Umschalten in einen anderen, weit entlegenen Gleichgewichtszustand versetzt, um sie sofort wieder in den Anfangszustand zurückzuführen. Das Oszillogramm der Fig. 17 zeigt mit großer Evidenz, was dabei

infolge der rasch abklingenden Nachwirkung vorkommt; der neue Zustand wird nämlich nur auf dem Umwege über einen im ersten Augenblick von der Entladungsstrecke angenommenen Zwischenzustand nach abgeklungener Nachwirkung erreicht, und dasselbe erfolgt auch bei der Rückkehr zum Anfangszustand – das jedoch mit Überschreitung eines anderen Zwischenzustandes. Die Abklinggeschwindigkeit der hier in Rede stehenden Nachwirkungsart konnte zu etwa 10^3 bis 10^4 Volt pro Sekunde geschätzt werden; die Abklingzeit der Nachwirkung im Falle der Fig. 17 dürfte folglich von der Größenordnung 10^{-2} bis 10^{-3} sec gewesen sein. Bei Prozessen, die in Zeiten dieser Größenordnung vor sich gehen, müssen darum die möglichen Effekte einer solchen Nachwirkung berücksichtigt werden. Eine tiefergehende Untersuchung über diese Nachwirkung und die Bedingungen ihres Auftretens ist bisher noch nicht angestellt worden.

6. Dynamik des Zähleffektes in Glimmröhren

Eine ganz besondere Nachwirkungserscheinung tritt in Glimmröhren auf, wenn viele Zündungen rasch aufeinanderfolgen, also bei diskontinuierlichen Entladungen. Diese Nachwirkung besteht in einer Verkürzung und im Grenzfalle in einem vollständigen Verschwinden des Entladeverzuges, welcher sonst bei jeder Zündung auftritt, und ist der jedesmal knapp vorher ausgelöschten Partialentladung zuzuschreiben. Sie tritt darum besonders auffallend in solchen Glimmröhren hervor, die große Entladeverzüge zeigen und gleichzeitig eine starke Strahlungsempfindlichkeit als Zählröhren besitzen (11, 12).

Die Linie $ATPQ$ der Fig. 18 stellt nach Valle und Dascola (13) die Abhängigkeit der Frequenz N der Partialentladungen von der wirkenden EMK bei diskontinuierlichen Entladungen erster Art in einer Neon-Helium-Röhre mit oxydierter Kathode dar; diese zeigte eine ausgesprochene Strahlungsempfindlichkeit. Die Gleichung einer solchen Linie ist annähernd (4) durch

$$N = \frac{1}{CR \log \text{nat} \dfrac{E-M}{E-A}}$$

gegeben, wo A und M die Zündspannung bzw. die Brennspannung darstellen. Die Linie $ATPQ$ der Abbildung entspricht einer Zeitkonstanten CR des Speisestromkreises von 0,3 Sekunden. Es ist hier darauf hinzuweisen, daß die genannte Linie bei strahlungsempfindlichen Röhren nur dann bis herab zu den kleinsten Frequenzen wirklich verfolgt werden kann, wenn die Röhre gleichzeitig stark bestrahlt wird. Bei mäßiger oder sogar fehlender Bestrahlung bricht diese Kurve bei einer bestimmten

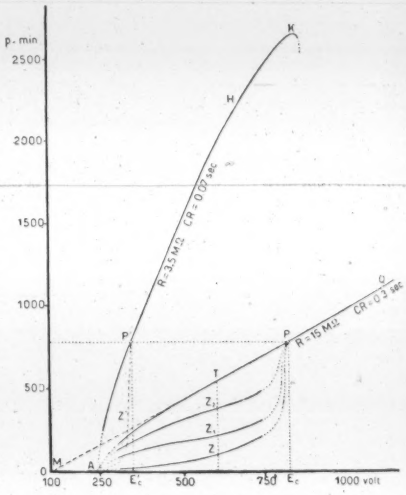

Fig. 18. Frequenzkurven und Grenzen des Zählgebietes einer Glimmlichtzählröhre für zwei verschiedene Zeitkonstanten des Speisestromkreises (Valle und Dascola).

kritischen Frequenz N_c (Blockfrequenz) ab: an der Stelle des fehlenden unteren Stückes der Frequenzkurve treten dann je nach der Stärke der Bestrahlung andere Kurvenstücke PZ_2A, PZ_1A, PZA auf, die letzte beim Fehlen jeder Bestrahlung (Nulleffekt).

Die für diese Kurvenstücke angegebenen Frequenzen stellen natürlich nur mittlere Frequenzwerte der dabei ganz unregelmäßig aufeinanderfolgenden Partialentladungen dar. Wir befinden uns im Gebiete des Zähleffektes. Bei Verminderung der Zeitkonstante verschiebt sich die normale Frequenzkurve naturgemäß nach Stellen höherer Frequenz; die ganze Schar der Linien konstanter Bestrahlung verschiebt sich dagegen nur nach Stellen kleinerer EMK; dabei bleibt jedoch die Blockfrequenz, wie aus der Abbildung zu ersehen ist, ganz unverändert. Es existiert folglich für eine gegebene strahlungsempfindliche Glimmlichtröhre eine ganz bestimmte höchste Frequenz, die Blockfrequenz, bei deren Überschreitung die Strahlung auf die Zündspannung

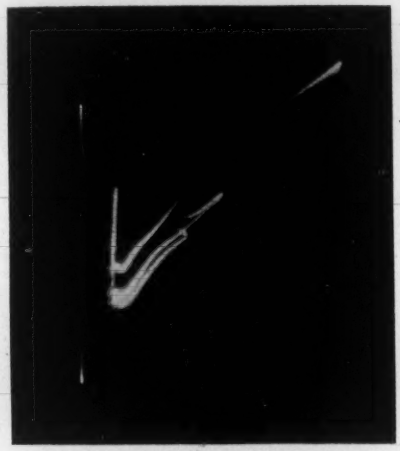

Fig. 15. Zünd- und Löschcharakteristiken mit variabler Amplitude (thermische Nachwirkung) in einer Neonglimmlampe (Gawehn und Valle).

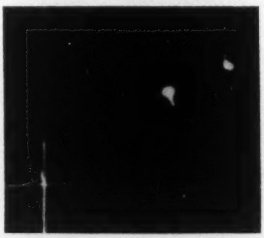

Fig. 17. Rasch abklingende Nachwirkung bei einer zwischen zwei stabilen Zuständen hin und her pendelnden Glimmentladung in Neon (Gawehn und Valle).

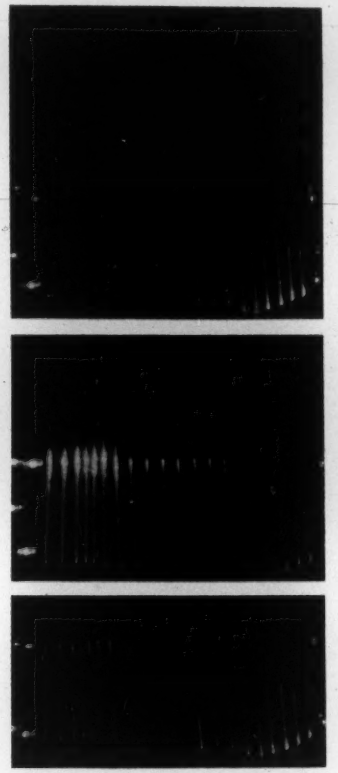

Fig. 19. Schwankung der Triebspannung im Laufe einer Partialentladung in einer strahlungsempfindlichen Glimmröhre als Funktion der Frequenz: a) bei unbestrahlter Röhre, b) bei mäßig mit γ-Strahlen bestrahlter Röhre, c) bei stark bestrahlter Röhre (Valle).

keine Wirkung mehr auszuüben vermag. Für die erwähnte Röhre betrug diese Blockfrequenz 820 Entladungen pro Minute; die einzelnen Partialentladungen folgten somit aufeinander in Zeitabschnitten von je ungefähr 7 Hundertstel Sekunden.

Von dieser Größenordnung muß folglich auch die Dauer der vollen Wirksamkeit des von der vorhergehenden Partialentladung herrührenden Effektes sein, der den Entladeverzug gänzlich aufhebt. Nach meiner Vermutung (12) wird ein solcher Effekt dadurch hervorgerufen, daß knapp nach dem Verlöschen einer Partialentladung, also wenn der Ionisierungsanstieg μ eben unter 1 gesunken ist, die Elektronenablösung aus der Kathode, obwohl sie nicht mehr zur Aufrechterhaltung der Entladung genügt, infolge der noch vorhandenen Triebspannung während einer kurzen Zeit mit rasch abklingender Ergiebigkeit noch weiter besteht. Solange diese Elektronenemission aus der Kathode noch eine gewisse Ergiebigkeit besitzt, können Entladeverzüge bei der Wiederzündung nicht auftreten. Ein Photoeffekt infolge äußerer Bestrahlung wird natürlich die Wirkung der genannten remanenten Elektronenemission außerhalb des Zählgebietes überdecken und im Zählgebiet bei genügender Intensität der Strahlung ersetzen.

Die hier besprochene Nachwirkung ist mit dem nur in gewissem Sinne analogen Effekt, der das Entstehen der diskontinuierlichen Entladungen zweiter Art bewirkt und durch die remanente Feldverzerrung verursacht ist, nicht zu verwechseln. Letzterer hat, wie schon bemerkt, eine Abklingzeit von der Größenordnung 10^{-3} sec; bei dem hier in Rede stehenden Effekt ist sie dagegen etwa um zwei Größenordnungen länger.

Die Oszillogramme der Fig. 19 lassen die Verhältnisse für die Zündspannung, welche sich infolge beider Nachwirkungseffekte sowohl bei unbestrahlter als bei bestrahlter Röhre ergibt, sehr klar erkennen. Die Oszillogramme stellen, in gewisser Analogie zur schematischen Darstellung in Fig. 14, für die betrachtete Neon-Helium-Röhre die volle Schwankung der Triebspannung während jeder Partialentladung als Funktion der (von links nach rechts zunehmenden) Frequenz dar. Man erkennt zuerst deutlich die Streuung der Zündspannung infolge der Entladeverzüge bei unbestrahlter Röhre (a) und die Herabsetzung dieser Streuung bis zu ihrem vollständigen Verschwinden (b, c) bei wachsender Stärke der Bestrahlung mit γ-Strahlen; weiter ist durch die Oszillogramme die Unwirksamkeit der Bestrahlung auf die normale Zündspannung bei diskontinuierlichen Entladungen erster Art mit Sicherheit bewiesen. Endlich bringt die Aufnahme nochmals einen Beleg dafür, daß eine weitere starke Herabsetzung der Zündspannung beim Eintreten diskontinuierlicher Entladungen zweiter Art erfolgt, wie schon aus Fig. 14 zu entnehmen war.

Es wird jetzt auch ganz klar, warum im Empfindlichkeitsgebiet der Röhre für jeden festen Wert der EMK die mittlere Frequenz N der von der Strahlung verursachten Entladungsstöße bei wachsender Strahlungsintensität nicht unbegrenzt zunimmt, sondern einem oberen Grenzwerte N_∞ zustrebt. Für die Abhängigkeit der mittleren Frequenz N von der durch den Ausdruck a^2/d^2 dargestellten Strahlungsintensität haben Dascola und ich (13) folgende Formel gefunden:

$$\frac{N_\infty - N_0}{N_\infty - N} = \frac{a^2}{d^2},$$

wo N_0 den Nulleffekt bei der gleichen EMK darstellt. Die Richtigkeit der Formel ist durch die Geraden der Fig. 20 für verschiedene Werte der EMK bewiesen.

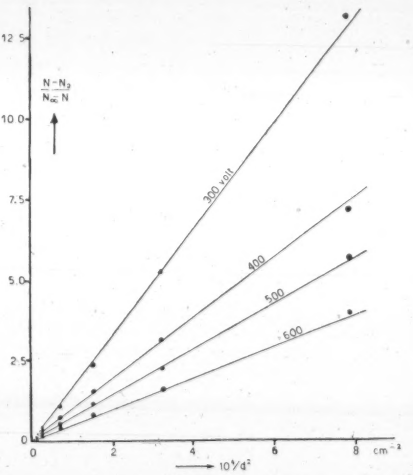

Fig. 20. Abhängigkeit der Stoßfrequenz von der Intensität der Bestrahlung mit γ-Strahlen (1,26 mg *Ra*) in einer Glimmlichtzählröhre (Valle und Dascola).

In der Tat spricht diese Formel nur den Satz aus, daß ein Glimmlichtzähler, ebenso wie ein Geiger-Müllerscher Drahtzähler, mit einer der Strahlungsstärke proportionalen

Anzahl von Entladungsstößen anspricht. Der Unterschied liegt nur darin, daß beim Geiger-Müllerschen Zähler, der im Townsend-Gebiet arbeitet, praktisch kein Inaktivitätsintervall existiert; beim Glimmlichtzähler ist dagegen ein solches Zeitintervall durch die normale, bei stark bestrahlter Röhre und bei der gewählten EMK zwischen zwei aufeinanderfolgenden Partialentladungen erster Art verlaufende Zeitspanne gegeben. Wenn man die beobachtete, von der Strahlung bewirkte Stoßzahl auf die nach Abzug der Inaktivitätszeit übrigbleibende Zeit bezieht und die so erhaltene wahre Stoßfrequenz der Strahlungsintensität proportional setzt, so ergibt sich nämlich aus einer Rechnung von Lovera (14) genau die früher angegebene Formel. Die korrigierte Stoßfrequenz weist auch in bezug auf die EMK eine ähnliche Abhängigkeit wie beim Geiger-Müllerschen Zähler auf.

Literaturverzeichnis

1) R. Seeliger, Zeitschr. f. techn. Phys. **15**, 329, 1934.
2) F. M. Penning, Physik. Zeitschr. **33**, 816, 1932.
3) H. Gawehn, Ann. d. Phys. (5) **6**, 601, 1934.
4) G. Valle, Physik. Zeitschr. **27**, 473, 1926; Cim. **5**, 195, 1928.
5) G. Valle, Ann. d. Phys. (5) **13**, 732, 1932.
6) R. Ricamo, Cim. **15**, 133, 1938.
7) A. Güntherschulze und H. Schnitger, Zeitschr. f. Phys. **77**, 333, 1932.
8) G. Valle, Arch. Elektrotechn. **26**, 310, 1932.
9) H. Gawehn und G. Valle, Ann. d. Phys. (5) **23**, 391, 1935.
10) R. Seeliger, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik **20**, 353, 1924.
11) G. Valle und B. Rossi, Cim. **11**, 708, 1934.
12) G. Valle, Cim. **12**, 426, 1935.
13) G. Valle und G. Dascola, Mem. Acc. Torino **69** I, 145, 1938/39; Cim. **16**, 59, 1939.
14) G. Lovera, Ric. Scient. **11**, 185, 1940.

Parma, Physikalisches Institut der Universität, 1942.

(Eingegangen 10. April 1942)

ABHANDLUNGEN

Die Einstellzeit des Einfadenelektrometers nach Wulf

Von Josef Schintlmeister und Gertrud Urm

Gelegentlich einer Neukonstruktion des Röhrenelektrometers mit großer Zeitkonstante[1]) wurde die Einstellzeit eines Einfadenelektrometers nach Wulf bei verschieden starker Spannung des Elektrometerfadens gemessen. Untersucht wurde ein Instrument der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig, das die Fabrikationsnummer 5777 trug. Durchgeführt wurde die Messung in Fadenschaltung mit Hilfsspannung nach Fig. 1. Sie gestattete durch Schließen und Öffnen des Tasters T das Potential des Fadens rasch um 6 Volt zu ändern. Die Fadenausschläge wurden auf einem 6 cm breiten photographischen Registrierpapier photographiert, das 80 cm vom Faden entfernt hinter einer Zylinderlinse gleichmäßig ablief. Ein Speichenrad schrieb Zeitmarken. Es wurde von einem Synchronuhrwerk angetrieben, das an das Wechselstromnetz angeschlossen war. Um den Faden zu projizieren, wurde das Okular des Ablesemikroskopes entfernt und der Faden mit einem Kleinbildprojektor von rückwärts beleuchtet.

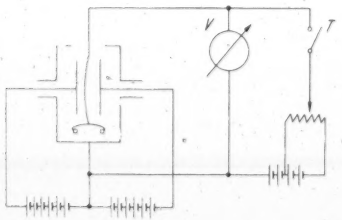

Fig. 1. Schaltung zur Bestimmung der Einstellzeit eines Einfadenelektrometers.

Der Faden kann bei dem untersuchten Instrument mit Hilfe einer Schraube, die eine Teiltrommel trägt, mehr oder weniger gespannt werden. Eine Änderung der Spannung um 100 Skalenteile bedeutet eine Abstandsänderung der Befestigungspunkte des Systems um 1 mm. Der Potentialunterschied der Schneiden wurde jedesmal so eingestellt, daß 0,2 Volt Potentialunterschied des Fadens einen Ausschlag von 1 mm bei der Projektion ergaben. Beide Schneiden waren dabei dem Faden auf 5 mm genähert, dem kleinsten Abstand, der eingestellt werden konnte. Fig. 2 gibt für die gewählte Empfindlichkeit den Zusammenhang zwischen der Spannung des Fadens und dem Potentialunterschied der Schneiden wieder.

1) Veröffentlicht bei J. Schintlmeister: Die Elektronenröhre als physikalisches Meßgerät, S. 126, Wien, Verlag Springer, 1942.

Der Verlauf der Ausschläge, wie er bei der photographischen Registrierung aufgezeichnet wurde, ist in Fig. 3 an einem Beispiel dargestellt. Die Ausschläge wurden in folgender Weise ausgewertet: Es wurde die Zeit a gemessen, die der Faden benötigte, um das erstemal die neue Ruhelage zu erreichen, dann die Zeit b, bei der

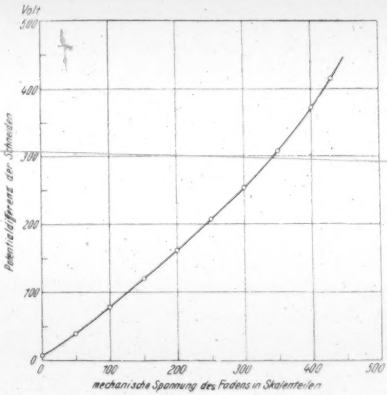

Fig. 2. Erforderlicher Unterschied der Schneidenpotentiale, um bei verschieden gespanntem Faden eine Empfindlichkeit von 0,2 Volt für 1 mm Ausschlag bei Projektion des Fadens mit dem Objektiv des Ablesemikroskopes auf einen 80 cm entfernten Schirm zu erzielen. Abstand der Schneiden vom Faden 5 mm.

der Ausschlag den größten Wert hat, und schließlich noch die Zeit c, die verstreicht, bis der Scheitelwert der zweiten Überschwingung erreicht wird. Ferner wurde noch die Größe d der ersten Überschwingung gemessen und in Prozente der Ausschlagsgröße e umgerechnet. Tabelle I und die Kurven der Fig. 3 enthalten das Ergebnis der Auswertung. Die eingezeichneten Meßpunkte sind die Mittelwerte aus jeweils 20 Einzelausschlägen. Die zweite Überschwingung war in allen Fällen so klein, daß eine Messung ihrer Größe nicht durchführbar war.

Wie aus der Fig. 3 zu entnehmen ist, liegt die Grenze zwischen kriechender und schwingender Einstellung (aperiodischer Grenzfall) etwa zwischen 150 und 160 Skalenteilen der Fadenspannung. Die Einstellzeit beträgt dabei knapp $^1/_{10}$ Sekunde. Wenn es auf möglichst kleine Einstellzeiten ankommt, wie bei dem Röhrenelektrometer mit großer Zeitkonstante, so wird man nicht genau den Grenzfall einstellen, sondern eine stark gedämpft schwingende, also schwach überaperiodische Einstellung wählen. Nimmt man z. B. eine Überschwingung von 2 Proz. in Kauf, dies ist bei einer Fadenspannung von 420 Skalenteilen der Fall, so ist der Scheitelwert des Ausschlages in 0,026 Sekunden erreicht.

Es läßt sich nun leicht zeigen, daß die gemessene Einstellzeit nicht nur für eine bestimmte Empfindlichkeit gilt, sondern in allen Fällen, in denen Proportionalität zwischen Ausschlag und Fadenpotential besteht, nur von der mechanischen Spannung des Fadens abhängt. Diese

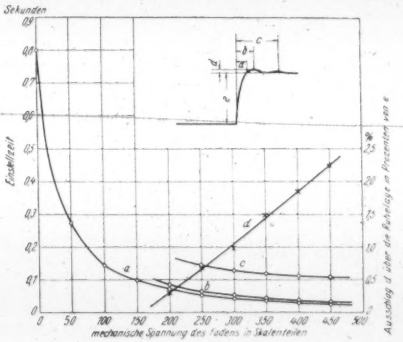

Fig. 3. Einstellzeit des Einfadenelektrometers bei verschieden gespanntem Faden, aber gleichbleibender Empfindlichkeit.

Tabelle I (zu Fig. 3)
Einstelldauer des Einfadenelektrometers

Fadenspannung in Skalenteilen	a sek	b sek	c sek	d in Proz. von e
0	0,798	—	—	—
50	0,233	—	—	—
100	0,142	—	—	—
150	0,098	—	—	—
200	0,071	0,084	—	0,30
250	0,051	0,062	0,143	0,68
300	0,040	0,052	0,125	0,97
350	0,036	0,041	0,117	1,49
400	0,028	0,035	0,110	1,85
450	0,024	0,030	0,106	2,25

Proportionalität ist bekanntlich dann vorhanden, wenn die Schneidenpotentiale genügend groß gegenüber dem Fadenpotential sind[2]).

Die Differentialgleichung, mit der die Fadenbewegung beschrieben wird, kann man entsprechend der Theorie des Drehspulgalvanometers folgendermaßen ansetzen:

$$M\frac{d^2x}{dt^2} = -\varrho\frac{dx}{dt} - aSx + bV. \qquad (1)$$

2) Th. Wulf: Die Fadenelektrometer, S. 101, Fig. 23, Berlin und Bonn, Verlag Ferd. Dümmler, 1933.

In dieser Gleichung bedeutet x die lineare Auslenkung des Fadens, M seine Masse, ϱ die Dämpfungskonstante infolge der Luftreibung, S die mechanische Spannung des Fadens und V sein Potential. a und b sind Proportionalitätsfaktoren.

Dividieren wir durch M und schreiben noch für

$$\frac{\varrho}{M} = 2\beta \quad \text{und} \quad \frac{aS}{M} = \omega_0^2, \tag{2}$$

so erhält Gleichung (1) die Form der bekannten Gleichung für gedämpfte Schwingungen:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta\frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = bV. \tag{3}$$

Die rechte Seite dieser Gleichung können wir bekanntlich durch eine Umformung zum Verschwinden bringen, indem wir setzen:

$$x = x' + \frac{bV}{\omega_0^2}. \tag{4}$$

Diese Umformung bedeutet, daß wir die Auslenkung des Fadens von der neuen Ruhelage aus messen. Der Faden schwingt also bei Anlegung des Potentials V auf genau die gleiche Weise in seine neue Gleichgewichtslage ein, wie er beim Erden, $V = 0$, in seine Ruhelage zurückschwingt.

Aus der Theorie der gedämpften Schwingungen ist bekannt, daß der Grenzfall zwischen kriechender und gedämpft schwingender Bewegung eintritt, wenn

$$\beta^2 = \omega_0^2 \tag{5}$$

wird. Es muß also gelten:

$$\frac{\varrho^2}{4M^2} = \frac{aS}{M}. \tag{6}$$

Von den in dieser Gleichung (6) auftretenden Größen kann bei einem gegebenen Instrument nur die Spannung S des Fadens geändert werden. Das Instrument ist also auf den Grenzfall der Fadenbewegung eingestellt bei der Fadenspannung

$$S = \frac{\varrho^2}{4aM} \tag{7}$$

unabhängig davon, wie groß die Empfindlichkeit durch Ändern der Schneidenabstände und der Höhe der Hilfsspannungen gewählt wird. Diese Unabhängigkeit ist aber nur gegeben, solange Gleichung (1) gilt, solange also die Rückstellkraft des gespannten Fadens proportional der Ausschlagsgröße und die elektrische Richtkraft proportional dem Fadenpotential bleibt, die Störung des Schneidenfeldes durch den Faden also vernachlässigt werden kann. Besteht diese Proportionalität nicht mehr, so müssen für diese Kräfte Potenzreihen nach der Größe x angesetzt werden und die Differentialgleichung (3) für die Fadenbewegung erhält einen anderen Bau. Auch die Umformung nach Gleichung (4) ist nicht mehr möglich, das heißt, die Einstellzeiten des Fadens beim Anlegen eines Potentiales V und beim Zurückschwingen sind verschieden. Die geforderte Proportionalität kann man jedoch als gegeben ansehen, solange die Eichkurve des Instrumentes linearen Verlauf hat.

Zusammenfassung

Durch photographische Registrierung der Fadenbewegung wird die Einstellzeit des Einfadenelektrometers nach Wulf bei verschieden gespanntem Faden bestimmt. Es wird gezeigt, daß bei gleicher Fadenspannung, aber beliebiger Empfindlichkeit des Fadenelektrometers die Einstellzeit die gleiche ist, solange die Größe des Ausschlages dem Fadenpotential proportional ist, die Eichkurve also linear verläuft.

Wien, am 30. Juni 1942. II. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 4. Juli 1942)

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\ 45^{min}$.

Die Zahlen der Spalten 2 geben an, um wieviel in 10^{-9} des Wertes der Betrag der ausgestrahlten Frequenz vom Sollwert 1000,000 000 Hz abweicht. Die Abweichung wurde mittels der Quarzuhren der Reichsanstalt bestimmt.

1	2	1	2
September 1942		September 1942	
Tag	Abweichung	Tag	Abweichung
1.	− 37	16.	− 14
2.	− 26	17.	− 10
3.	− 25	18.	− 13
4.	− 28	19.	− 9
5.	− 29	20.	—
6.	—	21.	− 8
7.	− 45	22.	− 10
8.	− 5	23.	− 8
9.	+ 2	24.	− 7
10.	− 4	25.	− 16
11.	− 21	26.	− 14
12.	− 8	27.	—
13.	—	28.	− 12
14.	− 22	29.	− 8
15.	− 8	30.	− 12

Berlin-Charlottenburg, den 7. Oktober 1942.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt,
Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger.

Longitudinale Streuung (Plotnikow-Effekt) ultraroter Strahlen bei Polystyrolen

Von W. W. Lepeschkin

(Aus dem Physiologischen Institut der Universität Wien)

1. Einleitung

Bei der Betrachtung seiner zum ersten Male erhaltenen Ultrarotschattenphotographien, die nie scharfe Bilder zeigten, kam Plotnikow 1928 zum Schluß, daß es beim Durchgang ultraroter Strahlen eine longitudinale Ausbreitung des Lichts im Körper geben muß, so daß ein Bündel paralleler Strahlen immer breiter wird, seine zylindrische Form sich also in Kegelform verwandelt (vgl. hierzu Plotnikow, 1936). Diese Annahme wurde dann 1929 experimentell vollkommen bestätigt. Zugleich zeigte Plotnikow, daß die longitudinale Streuung so stark sein kann, daß die Strahlen im Körper umbiegen und ihre Richtung zur ursprünglichen Richtung entgegengesetzt wird. Diese Erscheinung, die von Plotnikow als Streureflexion bezeichnet wurde, erklärte die sog. Tiefschichtphotographien mit ultraroten Strahlen, in welchen unter der Menschenhaut befindliche molekulare Inhomogenitäten, die sonst unsichtbar waren, abgebildet wurden, wie es die schönen Aufnahmen von Jörg illustrieren (vgl. Plotnikow, 1936, wo auch die weitere Literatur zu finden ist).

Schon bei der Entdeckung seiner longitudinalen Streuung, also zur Zeit, wo gerade die ersten Pionierarbeiten von Staudinger zu erscheinen begannen, hat Plotnikow den Gedanken sozusagen hellseherisch ausgesprochen, daß diese Streuung mit den hochmolekularen fadenkettenartigen Molekularstrukturen und der Lösungsviskosität auf das engste verknüpft ist, und dadurch die ganze weitere Erforschung der Erscheinung auf die richtige Bahn gelenkt und gefördert. Dieser Gedanke fand zunächst seine vollkommene Bestätigung in den Arbeiten von Šplait (1933), Čoban (1935), Gjurić (1933, 1939) und Jörg (1937, 1939).

In der Arbeit von Jörg wurde die Streuung des Meerwassers untersucht, das, wie andere Naturgewässer, immer hochmolekulare organische Verbindungen enthält, die durch Ultrafiltration und Vakuumdestillation sehr schwer zu entfernen sind. Infolgedessen ergab einfach filtriertes Meereswasser in den Versuchen von Jörg eine verhältnismäßig starke longitudinale Streuung sowohl im Ultrarot als auch im Ultraviolett (Minimum im Grün), während der Tyndall-Effekt fehlte. Je mehr das Wasser von gelösten organischen Substanzen gereinigt wurde, desto geringer wurde die Streuung, sie fehlte aber auch in vollständig reinem Wasser nicht vollkommen (im Ultrarot), so daß die Anwesenheit einer geringen Menge von Wasserkettenmolekülen in diesem Wasser angenommen werden mußte (vgl. hierzu die Arbeit von Kast und Prietzschk, 1941). Jörg hat außerdem gezeigt, daß auch elastischer Schwefel, der ebenfalls aus langen Fadenkettenmolekülen besteht, eine bedeutende longitudinale Streuung aufweist, die durch Ultraschallwellen vergrößert wird. Mit dem Wachstum der Fadenkette vergrößerte sich auch bei einem Kunstharz die Streuung.

Neugebauer (1940) versuchte eine Theorie des Plotnikow-Effekts aufzustellen, indem er annahm, daß diese Erscheinung durch die Totalreflexion der Lichtstrahlen in den Fadenkettenbündeln hervorgerufen wird, und erklärte mit Hilfe seiner Theorie die Tatsache, daß die longitudinale Streuung besonders stark bei ultraroten Strahlen auftritt, wenn die untersuchte Substanz aus langen Kettenmolekülen besteht (die Strahlen ergeben keine longitudinale Streuung an Pentan, Hexan, Heptan und Nonan, während sie eine starke Streuung in Eiweißkörpern hervorrufen).

Die eben erwähnte Eigenschaft der ultraroten Strahlen veranlaßte mich, die longitudinale Streuung dieser Strahlen zur Erforschung komplizierter organischer Komplexe (Vitaproteide oder Vitaide) anzuwenden, von denen vermutet wurde, daß sie den Hauptbestandteil der lebenden Materie bilden (vgl. Lepeschkin, 1926). Die betreffenden Versuche an lebenden und toten Zellen und Geweben zeigten, daß die longitudinale Streuung ultraroter Strahlen in der lebenden Materie außerordentlich stark ist und beim Absterben bis auf einen kleinen Rest verschwindet. Dieses Resultat bestätigte die schon lange gemachte Annahme, daß Vitaide beim Absterben zerfallen (vgl. Lepeschkin, 1939, 1940, 1941). Andererseits zeigten die Versuche, daß das Molekulargewicht der Vitaide, nach der Stärke der longitudinalen Streuung zu urteilen, viel höher ist als das der bekannten Proteine. Um dieses Molekulargewicht genauer abzuschätzen, war es notwendig, zuerst die Abhängigkeit der Streuungsgröße vom Molekulargewicht zu bestimmen. Diese Abhängigkeit wurde von mir an Proteinen untersucht; dabei wurde gefunden, daß die longitudinale Streuung ultraroter Strahlen ungefähr der Kubikwurzel aus dem Molekulargewicht der Proteine proportional ist (Lepeschkin, 1941a). In der vorliegenden Arbeit wurde die genannte Abhängigkeit an Polystyrolen geprüft. Zugleich wurden auch einige Eigenschaften dieser interessanten Substanzen, die sie in ihren Lösungen zeigen,

mittels der Beobachtung der longitudinalen Streuung in diesen untersucht.

Die longitudinale Streuung wurde auch mit der Tyndall-Streuung verwechselt. Um also im weiteren Mißverständnisse auszuschließen, war es notwendig, auch den Tyndall-Effekt der zu den Versuchen benutzten Polystyrole und ihrer Lösungen zu untersuchen. Über den Anteil des Tyndall- und Plotnikow-Effekts an der Streuung lebender und toter Zellen bei der Verwendung ultraroter Strahlen wurde an anderer Stelle berichtet (vgl. Lepeschkin, 1940, 1941). Über das gleichzeitige Auftreten und Erfassen der longitudinalen und der Tyndall-Streuung in trüben Medien berichtete auch Max Plotnikow (1939, 1940, 1941).

Die Grundzüge der in der vorliegenden Arbeit benutzten Apparatur wurden unter der Aufsicht des Entdeckers der longitudinalen Streuung, Prof. Dr. J. Plotnikow, in Zagreb ausgearbeitet; er gab mir auch im weiteren Verlauf der Versuche öfters wertvolle Ratschläge bezüglich der Technik der Streuung und der mathematischen Behandlung der Resultate und zeigte immer großes Interesse für die ganze Arbeit. Ich möchte ihm dafür meinen herzlichen Dank zum Ausdruck bringen. Die Versuche mit den Polystyrolen wurden zum Teil im Kerckhoff-Institut Bad Nauheim, gemacht und ich möchte hier dem Direktor des Instituts, Prof. Dr. Koch, und dem Vorstand der Pathologischen Abteilung, Prof. Dr. Schäfer, für die mir erwiesene Gastfreundschaft meinen besten Dank aussprechen.

2. Methodisches

Die verwendete Apparatur ist in meinen oben zitierten Arbeiten ausführlich beschrieben (vgl. besonders Lepeschkin, 1941a). Hier genügt deshalb eine kurze Beschreibung sowie der Hinweis auf einige Veränderungen und Verbesserungen, die speziell für die Untersuchung der Polystyrole gemacht wurden.

Das Licht einer niedervoltigen Mikroskopierlampe von Reichert (6 Volt – 5 Amp., 7704), die lichtdicht in eine Messinghülse eingeschlossen war, wurde mittels zweier in diese montierter Linsen fokussiert; die ungefähr 2 mm große, viereckige Abbildung des Glühkörpers der Lampe wurde auf eine 1,5 mm große, kreisförmige Öffnung eines Diaphragmas projiziert. Diese ausgeblendete Abbildung des Glühkörpers wurde dann als Lichtquelle benutzt. Die Strahlen wurden schwach konvergierend gemacht und gingen durch vier in metallische Wände montierte Diaphragmen (4 mm, 1,5 mm, 1 mm und 1,5 mm kreisförmige Öffnungen). Die Wand, in welche die letzte Blende montiert war, trug auf ihrer Außenseite einen metallischen Kassettenhalter, in den eine Kassette mit einer planparallelen Küvette, die die zu untersuchende Polystyrollösung enthielt, eingesetzt wurde. Das Lichtbündel (Durchmesser 1,5 mm) passierte die 10 mm dicke Schicht der Lösung, wurde aber durch eine streifenförmige, auf die hintere Küvettenwand (an deren unterem Rand) angeklebte horizontale Kupferblende zurückgehalten. Das Lichtbündel traf diese Blende im Abstande von genau 2 mm von ihrem oberen Rande; die gestreuten Strahlen fielen oberhalb der Blende auf die hinter die Küvette gestellte photographische Platte (Agfa, Infrarot, 800, Rapid, $6 \times 4{,}5$ cm). Nach Entwicklung der Platte ergab sich ein schwarzer Halbkreis, dessen Fläche in mm² (ganze Zahlen!) ausgedrückt, das Maß für die Streuungsgröße gab. Bezüglich der Beseitigung der Einwirkung der reflektierten und anderer Strahlen auf die photographische Platte sei auf die oben zitierte Arbeit verwiesen.

Um vom Lampenlicht nur den ultraroten und einen kleinen Teil des dunkelroten Anteils durchzulassen, wurde zwischen Lampe und erster Blende das Lichtfilter RG. 5 (Schott, Jena) eingesetzt.

Bei der Bestimmung der longitudinalen Streuung in festen Polystyrolplatten wurde die Küvette durch ein gleich großes 1 mm dickes Glas ersetzt, an dessen hintere Fläche am unteren Rande die streifenförmige Kupferblende mit schwarzem Siegellack angekittet war. Die Polystyrolplatte wurde so auf dieses Glas gelegt, daß nach dem Einsetzen der Kassette in den Kassettenhalter das Lichtbündel durch die Platte hindurch ging und die Blende im Abstande 2 mm von ihrem oberen Rande traf. Die Polystyrolplatte, selbstverständlich von glatter, aber nicht polierter Oberfläche, wurde vom Glas durch eine dünne Schicht Olivenöl getrennt und durch ein anderes gleich großes Glas (ohne Kupferblende!) festgehalten. Dieses letztere Glas wurde mit einer Aluminiumplatte bedeckt, durch deren kreisförmige Öffnung das Lichtbündel in die Polystyrolplatte einstrahlte. Wenn die verwendeten Polystyrolplatten zu dünn waren und das Lichtbündel zwei aufeinander gelegte Platten passieren mußte, wurden diese durch eine möglichst dünne Olivenölschicht getrennt[1]).

Der schwarze Streuungshalbkreis auf der photographischen Platte ist in Wirklichkeit nur ein Kreissegment, weil sich das Zentrum des Kreises 2 mm unter dem oberen Rande der Kupferblende befindet. Die Fläche des Streuungshalbkreises F ist deshalb durch $F = 0{,}39\,B^2 + 6{,}3$ gegeben, wo B die Breite des Streuungssegmentes an der Kupferblende (in

1) Olivenöl gibt in dünnen Schichten keine Streuung.

mm) ist. Die Schwärzung an der Peripherie des Streuungshalbkreises klingt nur allmählich ab. Infolgedessen wurde zur Messung von B folgendes Verfahren benutzt: In je zwei gleich großen viereckigen Stückchen von schwarzem Karton (Länge 2 cm, Breite 1 cm) wurden gleich große, schmale Öffnungen (Länge 5 mm, Breite 0,6 mm), vom kurzen Rande des Kartonstückchens ausgehend, gemacht. Ein Kartonstückchen wurde an ein gleich großes Stück einer entwickelten, fixierten und etwas verschleierten photographischen Platte angeklebt und die erhaltene Platte an das Negativ des zu messenden Streuungshalbkreises so angelegt, daß die Öffnung des Kartonstückchens auf die streuungsfreie Stelle unterhalb des Streuungssegmentes senkrecht zur langen Achse kam. Das andere Kartonstückchen wurde ebenfalls auf dieses Negativ, aber mit der Öffnung auf das Streuungssegment selbst an dessen Rand und senkrecht zur langen Achse, gelegt. Dieses Kartonstückchen wurde dem Radius des Streuungshalbkreises entlang bewegt, bis die Schwärzung in beiden Öffnungen gleich wurde. Die Lage der Öffnung wurde daraufhin markiert und, nachdem dieselbe Manipulation auch auf der anderen Seite des Streuungshalbkreises wiederholt war, die Breite desselben gemessen.

Um die Lichtstärke konstant zu halten, wurde die Stromstärke immer genau auf 5 Ampere (bei der Netzspannung von 110 Volt und Beleuchtung des Raumes mit einer Bichromat-Kupfervitriollampe, vgl. Max Plotnikow, 1938) gehalten. Die Belichtungszeit war 2–5 Minuten, die durch eine Sekundenstoppuhr gemessen wurde. Beim Vergleich der Streuung verschiedener Polystyrollösungen oder Platten wurden alle photographischen Vergleichsplatten in demselben Bade entwickelt. Die betreffenden Aufnahmen wurden während eines Tages gemacht, weil die Empfindlichkeit der ultraroten Platten für ultrarote Strahlen mit der Zeit abnimmt.

Der Tyndall-Effekt der Polystyrollösungen wurde direkt von oben beobachtet und mit dem einer Kolophoniumsuspension verglichen. Diese Suspension wurde folgendermaßen vorbereitet: 5 g Kolophonium wurden in 100 ccm Äthylalkohol gelöst und 10 ccm der erhaltenen Lösung wurden mit 100 ccm einer heißen $^1/_2$prozentigen Gelatinelösung gemischt. Nach der Abkühlung zeigte die so vorbereitete Suspension auch nach mehreren Tagen keine Veränderung, weil die kugeligen Kolophoniumteilchen in ihr von einer Gelatineschicht bedeckt sind und hydrophile Eigenschaften besitzen. Diese Ausgangssuspension wurde mittels einer Meßpipette (1 ccm geteilt in 100 Teile) zu 10 ccm destillierten Wassers in einer planparallelen Küvette zugesetzt, bis der Tyndall-Effekt der Flüssigkeit dem der zu untersuchenden Polystyrollösung gleich wurde.

Der zum Vergleich der Tyndall-Effekte dienende Apparat bestand aus einer geschwärzten metallischen Wand, in der zwei gleiche viereckige Öffnungen (horizontal 8 mm, vertikal 3 mm) im Abstande von 8 mm und in derselben Höhe angebracht waren. Diese Wand wurde senkrecht zur optischen Achse vor der zweiten Blende des oben beschriebenen Apparates zur Erzeugung des Lichtbündels und in solchem Abstand von der Blende aufgestellt, daß die beiden Öffnungen sich im Lichtkegel befanden. Hinter die Wand wurde die oben erwähnte Küvette mit 10 ccm der verdünnten Kolophoniumsuspension und eine gleiche 10 ccm der Polystyrollösung enthaltende Glasküvette (65 × 48, innere Dicke 10 mm) senkrecht zur optischen Achse und dicht nebeneinander so gestellt, daß das durch die Wandöffnungen einstrahlende Licht durch die beiden Flüssigkeiten im Abstande von 1 mm von ihrer Oberfläche ging und in denselben einen Tyndall-Effekt erzeugte; dieser erschien von oben als zwei gleiche beleuchtete Rechtecke. Diese wurden durch ein vertikales Rohr beobachtet (Höhe entsprach der klaren Sehweite). Das Ganze befand sich in vollkommener Dunkelheit. Die Konzentration des Kolophoniums in der Vergleichssuspension (in Prozenten) bei Gleichheit beider Tyndall-Effekte ergab ein Maß für den Tyndall-Effekt in der Polystyrollösung.

3. Verwendete Polystyrole

Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Polystyrole wurden mir zum Teil von der I. G. Farbenindustrie Aktiengesellschaft in Frankfurt a. M. und Ludwigshafen a. Rh., zum Teil von Prof. Dr. E. Jenckel (Institut für Physikalische Chemie der Technischen Hochschule in Aachen) liebenswürdigerweise überlassen. Ich möchte beiden meinen herzlichen Dank dafür zum Ausdruck bringen.

Die I.-G.-Polystyrole waren alle kristallinisch und hatten folgende durchschnittliche Molekulargewichte (nach Staudinger bestimmt):

Polystyrol	EF,	das Molekulargewicht etwa	600000
,,	III,	,, ,,	100000
,,	IV,	,, ,,	210000
,,	L,	,, ,,	55000

Die von Prof. Jenckel in Form von amorphen Platten zugesandten Polystyrole waren nach seinen Angaben sämtlich selbst polymerisiert (durch Erhitzen im abgeschmolzenen Glasrohr ohne Katalysator). Sie waren durch mehrmaliges Umfällen aus Methyläthylketon mit

Methanol von kurzkettigen Anteilen befreit und dann im Hochvakuum bei 60° bis zur Gewichtskonstanz getrocknet. Die Molekulargewichte wurden von Prof. Jenckel nach Staudinger mit der Konstanten $0{,}8 \cdot 10^{-4}$ berechnet, es ergab sich:

Polystyrol Nr. 1. Polymerisationstemperatur 150°, bei 60° im Vakuum getrocknet (konstant). Molekulargewicht 102300.

Polystyrol Nr. 2. Polymerisationstemperatur 60°, bei 60° im Vakuum getrocknet (konstant). Molekulargewicht 452000.

Polystyrol Nr. 3. Polymerisationstemperatur 120°, bei 60° im Vakuum getrocknet (konstant). Molekulargewicht 143000.

4. Longitudinale Streuung in Platten aus verschiedenen Polystyrolen

Wie in Abschnitt 2 erwähnt, wurde die longitudinale Streuung entweder an den Platten oder an ihren Lösungen bestimmt. Die Platten von Prof. Dr. Jenckel waren bei Polystyrol Nr. 1 und 2 vollkommen durchsichtig und klar und konnten also direkt zur Bestimmung der longitudinalen Streuung verwendet werden. Die Dicke der Platten bei Polystyrol Nr. 1 war 0,66 mm und 1 mm bei Nr. 2. Zur Untersuchung der Streuung wurden bei Nr. 1 drei, bei Nr. 2 zwei Platten aufeinandergelegt (mit Olivenöl getrennt, vgl. Abschnitt 2), so daß die Schichtdicke des Polystyrols in beiden Fällen 2 mm $\pm$ 0,02 mm war. Die Platten von Polystyrol Nr. 3 waren dagegen infolge der anfänglichen Kristallisation trübe und konnten deshalb nicht verwendet werden. Die Platten der Polystyrole EF, III und IV wurden durch langsame Verdampfung ihrer Benzollösungen erhalten und lange Zeit bis zum konstanten Gewicht getrocknet. Von den so erhaltenen Platten waren die des Polystyrols III leider untauglich, weil dieses Polystyrol eine starke Neigung zur Kristallisation hat und seine Platten immer viele Kriställchen enthielten. Die Platten der Polystyrole EF und IV waren dagegen vollkommen klar und durchsichtig und hatten eine Dicke von 1,3 mm. Die longitudinale Streuung in den Platten beider Art wurde verglichen. Zugleich wurde auch die Streuung in zwei aufeinandergelegten Platten des Polystyrols Nr. 1, d. h. bei einer Schichtdicke $2 \times 0{,}66 = 1{,}32$ mm bestimmt und mit der in den Platten der Polystyrole EF und IV verglichen.

Alle Platten zeigten auch nicht die geringste Opaleszenz und keinen Tyndall-Effekt, weder im Dunkelrot noch im weißen Licht. Die in ihnen beobachtete Streuung ultraroter Strahlen war also reine longitudinale Streuung. Die erhaltenen Resultate sind in Tabelle I zusammengestellt. Die Belichtungszeit war 5 Minuten.

Tabelle I

Longitudinale Streuung ultraroter Strahlen (Filter RG. 5, Schott) in Platten aus verschiedenen Polystyrolen. Schichtdicke der Polystyrole in mm ist unter D angegeben; B ist die Breite des Streuungshalbkreises (mm), F seine Fläche in (mm²) (vgl. Abschnitt 2)

Polystyrol	D	B	F
EF	1,3	31	360
IV	1,3	26	269
Nr. 1	1,3	22,5	203
Nr. 2	2	42	693
Nr. 1	2	32,5	418

Der Vergleich der Streuung der Polystyrolplatten bei gleicher Schichtdicke zeigt, daß die früher für Proteine gefundene Abhängigkeit der Streuung ultraroter Strahlen vom Molekulargewicht der streuenden Substanz, d. h. die Proportionalität zwischen der Streuintensität und Kubikwurzel aus dem Molekulargewicht auch im Falle der Polystyrole anwendbar ist; siehe Tabelle II.

Tabelle II

Verhältnisse der Streuungsgrößen und Kubikwurzeln aus dem Molekulargewicht bei verschiedenen Polystyrolen, bezogen auf Polystyrol Nr. 1. Gleiche Schichtdicke. Glasfilter RG. 5

Polystyrol	Molekulargewicht	Verhältnis der Streuungen	Verhältnis der Kubikwurzeln
Nr. 1	102300	1	1
IV	etwa 210000	1,32	1,27
Nr. 2	452000	1,69	1,64
EF	etwa 600000	1,77	1,80

Es ist zu ersehen, daß die Verhältnisse der Streuungen und der Kubikwurzel aus dem Molekulargewicht innerhalb der Fehlergrenzen bei der Bestimmung der Streuungshalbkreise übereinstimmen.

5. Tyndall-Effekt der Polystyrollösungen

In meiner früher zitierten Arbeit (1941a) wurde berichtet, daß der Tyndall-Effekt der Proteinlösungen bei der von mir verwendeten Beleuchtung nur im weißen Licht sichtbar ist, während er nach der Filterung des Lichts durch das Filter RG. 5 (Schott) vollkommen verschwindet. Nach der Rayleighschen Formel ist die Stärke des Tyndall-Effekts der vierten Potenz der Wellenlänge umgekehrt proportional; diese gilt nur für sehr kleine Teilchen. Aber gerade die meisten Eiweißkörper besitzen solche Teilchen. In meinen Versuchen machte nur kristallisiertes Tabakmosaikvirus eine Ausnahme. Seine Lösungen, auch wenn sie sehr

stark verdünnt waren, zeigten einen Tyndall-Effekt im Dunkelrot. Diese Erscheinung scheint durch die Bildung der Mizellen während der Kristallisation hervorgerufen zu werden, weil Rohlösungen des Virus in meinen Versuchen keinen Tyndall-Effekt im Dunkelrot zeigten. Daß aber bei Proteinen kein Tyndall-Effekt beobachtet wurde, ist nicht zu verwundern, weil die Rayleighsche Formel ($J = a \cdot \lambda^{-4}$) nicht allgemein und nur im engen Wellenlängenintervall gültig ist. Die Tatsache, daß man auf Hunderte von Kilometern durch Dunst und feinen Nebel die Sonne mit scharf begrenzten Rändern sehen und auch bei trübem Himmel Sonnenbrand erhalten kann, spricht zur Genüge dafür, daß die Abhängigkeit des Tyndall-Effekts von der Wellenlänge kompliziert sein muß. Max Plotnikow (1939, 1940, 1941) zeigte, daß durch feine trübe Medien im Ultrarot klare photographische Aufnahmen erhalten werden, während sie im sichtbaren und ultravioletten Licht unklar sind. Bei Teilchen mittlerer Größe sind Bilder sowohl im Ultrarot als auch im Ultraviolett klar. Bei groben Teilchen werden nur im Ultraviolett klare Bilder erhalten. Der Charakter der Erscheinung bleibt bei Aerosolen, Emulsionen, Suspensionen und fest-festen Systemen gleich. Es ist also zu erwarten, daß Polystyrollösungen, die vollkommen klar sind und als molekular betrachtet werden (vgl. Müller, 1941), eine Tyndall-Streuung eventuell nur im weißen und ultravioletten Licht ergeben können.

In der Tat zeigten meine Versuche, daß die Lösungen verschiedener Polystyrole keinen Tyndall-Effekt im Dunkelrot (Filter RG. 5) erzeugen, auch wenn sie konzentriert sind[2]). Im weißen Licht ist aber derselbe viel schwächer als bei Proteinen (z. B. 7mal schwächer als bei Eialbumin, vgl. Lepeschkin, 1941a). Wie in der zitierten Arbeit berichtet wurde, wächst der Tyndall-Effekt bei Emulsionen und Proteinlösungen fast proportional der Konzentration, wenn diese klein ist; nachdem aber die Konzentration eine für jedes Protein verschiedene Größe erreicht hat, bleibt der Tyndall-Effekt bei weiterer Konzentrationserhöhung fast konstant und vermindert sich erst beim Übergang zum festen Zustand. Eine ähnliche Erscheinung wurde auch beim Tyndall-Effekt der Polystyrollösungen im weißen Licht beobachtet.

So war z. B. der Tyndall-Effekt (T) in der Lösung des Polystyrols IV in Benzol bei der Konzentration K (ausgedrückt in g pro 100 ccm Lösung) im weißen Licht der folgende (der Effekt ist ausgedrückt in Prozent Kolophonium in der Vergleichssuspension):

$K =$	2,5	5	10	18
$T =$	0,00031	0,00062	0,00062	0,00062

Da alle untersuchten Polystyrole Fadenmoleküle besitzen, die sich in der Länge und nicht in der Dicke unterscheiden, war kaum zu erwarten, daß in Lösungen gleicher Konzentration der Tyndall-Effekt verschieden ist. Die Versuche zeigten jedoch, daß dieser Effekt nicht bei allen Polystyrolen gleich und eher unregelmäßig ist. So ergab sich der Tyndall-Effekt in 5prozentigen Lösungen in Benzol wie folgt:

Polystyrol	L	Nr. 1	III	IV	EF
Molekulargewicht ...	55000	102300	etwa 100000	etwa 210000	etwa 600000
Tyndall-Effekt	0,00015	0,00062	0,00041	0,00062	0,00062

Es ist wohl möglich, daß die Unregelmäßigkeit in unserem Fall durch Verunreinigungen verursacht ist. Jedenfalls aber zeigen diese Verunreinigungen keinen Tyndall-Effekt im Dunkelrot. Da aber ultrarote Strahlen dieselben Eigentümlichkeiten beim Zustandekommen des Tyndall-Effekts besitzen wie dunkelrote Strahlen, so können wir jede Streuung in Polystyrollösungen bei Verwendung des Lichtfilters RG. 5 als longitudinale Streuung betrachten.

6. Longitudinale Streuung in Benzollösungen

Bekanntlich lösen sich Polystyrole nur langsam in Benzol, indem sie zuerst aufquellen, so daß ihre kristallinische Masse und einzelne Kriställchen von einer durchsichtigen festen Hülle bedeckt erscheinen. Erst allmählich zerlegen sich diese Häute (infolge der Molekularbewegung) und die Moleküle verteilen sich in der ganzen Flüssigkeit. Da Polystyrole Fadenmoleküle besitzen, die aus einfachen (also nicht zusammengelegten) Hauptvalenzketten bestehen, ist es vollkommen begreiflich, daß die Geschwindigkeit der Auflösung in Benzol mit der Verkleinerung des Molekulargewichts wächst; die Auflösung braucht z. B. bei Polystyrol L höchstens einige Stunden, während sie

2) Besonders schön wird das Gesagte durch die Beobachtung von der der Lichtstrahlenrichtung entgegengesetzten Seite demonstriert: Während die Kolophoniumsuspension, die einen gleichen Tyndall-Effekt wie die Polystyrollösung im weißen Licht erzeugt, auch im Dunkelrot diesen Effekt zeigt, ist in der Polystyrollösung keine Spur des Tyndall-Effekts zu sehen.

bei Polystyrol EF wochenlang dauert. Je größer die relative Benzolmenge ist, desto schneller findet die Auflösung der Polystyrole statt. Wenn feines Pulver des Polystyrols EF mit Benzol geschüttelt wird, so bleibt die Flüssigkeit während einiger Tage trübe und wird nur allmählich klar: die langen miteinander verfilzten Moleküle werden durch die molekulare Bewegung nur allmählich auseinandergebracht. Ob aber bei der Auflösung der Polystyrole nicht direkt Moleküle, sondern zuerst Mizellen gebildet werden (vgl. Müller), ist fraglich, weil nach meinen Untersuchungen der Tyndall-Effekt im weißen Licht sogar im Falle des Polystyrols EF zwei Tage nach der Auflösung in Benzol konstant bleibt (im weißen Licht). Andererseits hält es Müller (l. c. 1941) für wahrscheinlich, daß mit der Zeit die Kettenmoleküle in Bruchstücke zerfallen können. Nach Suess, Pilch und Rudorfer (1937) kann Benzol im Gegenteil Wachstum der Kettenmoleküle hervorrufen, indem das Wasserstoffatom des Phenylradikals sich an die Kette anlagert. Wahrscheinlich findet die Veränderung der Kettenlänge in verdünnten Lösungen schneller als in konzentrierten statt.

In meinen Versuchen an Proteinlösungen stieg die longitudinale Streuung bei kleinen Konzentrationen fast proportional dem Proteingehalt, während sie bei weiterem Wachstum der Konzentration immer langsamer wuchs. Eine analoge Erscheinung könnten wir auch im Fall der Polystyrole erwarten, so daß in sehr konzentrierten Lösungen derselben und besonders in gequollenen Kristallen das Verhältnis der Streuungsgröße zu dem Polystyrolgehalt in der Volumeinheit bedeutend kleiner sein muß. Wir können also erwarten, daß von zwei Polystyrollösungen, von denen die eine das ganze Polystyrol in gelöster Form, die andere bei gleicher Polystyrolmenge pro Volumen, aber nicht nur in gelöster Form, sondern auch in Form gequollener Kristalle enthält, die erstere Lösung eine stärkere longitudinale Streuung ergeben würde als die letztere. In der Tat zeigten meine Versuche, daß die longitudinale Streuung ultraroter Strahlen beim allmählichen Auflösen der Polystyrole in Benzol zunimmt. Besonders stark ist diese Zunahme bei den Polystyrolen mit großen Kettenlängen, wie z. B. beim Polystyrol EF, das sich besonders langsam auflöst. Da aber bei einem kleineren Verhältnis der Menge von Polystyrol und Benzol die Auflösung schneller vor sich geht, so kommt es vor, daß verdünnte Lösungen eine stärkere oder jedenfalls nur etwas kleinere Streuung ergeben können als konzentrierte Lösungen, wenn die Untersuchung zu rasch nach Beginn der Auflösung stattfindet; vgl. Tabelle III.

Tabelle III

Longitudinale Streuung (Fläche der Streuungshalbkreise in mm²) in Lösungen verschiedener Polystyrole in Benzol (Lichtfilter RG. 5, Schichtdicke 10 mm). Z ist die Zeit nach Beginn der Auflösung in Benzol. Die Expositionszeit bei der Aufnahme der Streuung war 2 Minuten. K ist Konzentration in Prozenten

Polystyrol	K	Z	Streuung
EF	5	2 Tage	82
EF	10	2 Tage	25
EF	5	14 Tage	105
EF	10	14 Tage	82
EF	5	2 Monate	162
EF	10	2 Monate	290
IV	5	1 Tag	34
IV	10	1 Tag	38
IV	5	14 Tage	62
IV	10	14 Tage	118

Die Vergrößerung der Streuung ist einer langsamen Auflösung der Polystyrole mit dem großen Molekulargewicht zuzuschreiben. Eine Vergrößerung desselben infolge der Kettenlängenverlängerung bei Zimmertemperatur konnte ich nur in verdünnten Lösungen beobachten, da eine vollkommene Auflösung in diesem Falle schon frühzeitig zustande kommt. Zwei Wochen nach Beginn der Auflösung des Polystyrols IV war z. B. die Streuung (RG. 5, Schichtdicke 10 mm, Expositionszeit 3 Minuten) in 2,5prozentiger Lösung $F = 62$ und in 10prozentiger Lösung $F = 118$, während sie nach 2 Monaten in 2,5prozentiger Lösung $F = 162$ und in 10prozentiger Lösung $F = 125$ war.

Aus Tabelle III ist jedenfalls zu ersehen, daß zur Bestimmung der Molekulargewichte der Polystyrole nach der Methode der longitudinalen Streuung ultraroter Strahlen diese Streuung erst nach einer langen Periode der Auflösung untersucht werden soll, wenn die Polystyrole großmolekular sind und ihre Lösungen eine große Viskosität besitzen. Verhältnismäßig niedermolekulare Polystyrole (wie z. B. Polystyrol L) können schon nach 2 oder 3 Tagen der Auflösung verwendet werden. Unten werden zwei Beispiele der Bestimmung des Molekulargewichts angeführt, wobei die Kubikwurzelregel angewandt wurde (vgl. S. 492):

1. 5prozentige Lösung des Polystyrols IV ergab 2 Monate nach Beginn der Auflösung in Benzol den Streuungshalbkreis (Schichtdicke 10 mm, Expositionszeit 5 Minuten, Filter RG. 5): $B = 23{,}5$ und $F_1 = 221$. Zugleich ergab eine 5prozentige, ebenso alte Lösung des Polystyrols III: $B = 21$, $F_2 = 178$. $F_1/F_2 = \sqrt[3]{M_1/M_2}$. Da $M_1 = 210000$ ist, so ist

$M_2 = 109000$, in Wirklichkeit ist es aber etwa 100000 (vgl. S. 491).

2. 5prozentige Lösung des Polystyrols L, das gleichzeitig mit den in 1. angegebenen Polystyrolen untersucht wurde, das aber erst vor 3 Tagen mit Benzol gemischt war, ergab den Streuungshalbkreis (Schichtdicke 10 mm, Expositionszeit 5 Minuten): $B = 18{,}5$ und $F_3 = 139$. $F_1/F_3 = 1{,}58$; $1{,}58^3 = 3{,}94$; $210000 : 3{,}95 = 53200$. In Wirklichkeit ist aber das Molekulargewicht des Polystyrols L 55000.

7. Einfluß des Lösungsmittels und der Orientierung der Moleküle

Außer Benzol wurden als Lösungsmittel noch Toluol und Schwefelkohlenstoff verwendet.

Die Bestimmung der Streuung wurde an Polystyrol III gemacht, weil es sich viel schneller als die Polystyrole IV und EF auflöst. Zwei Wochen nach dem Beginn der Auflösung, als sie beendet war und sich keine weitere Veränderung zeigte, ergaben sich für die Streuung (Schichtdicke 10 mm, Belichtungszeit 2 Minuten, Filter RG. 5) die Werte der Tabelle IV.

Tabelle IV

Streuungshalbkreise für Lösungen des Polystyrols III

Lösungsmittel	Konzentration in g Polystyrol in 100 ccm Lösung	Streuung	
		B	F
Benzol	5	6,5	22
	10	10	45
Toluol	5	7,5	28
	10	11	53
Schwefelkohlenstoff .	5	6	20
	10	9	38

Die longitudinale Streuung war also in Toluol größer als in Benzol, dort wieder größer als in CS_2. Da der Brechungsexponent bei Toluol kleiner als bei Benzol und noch kleiner als bei CS_2 ist, so zeigt das erhaltene Resultat, daß die Streuung mit dem Brechungsindex der Polystyrolteilchen wächst, was vielleicht als Bestätigung der Neugebauerschen Theorie des Plotnikow-Effekts anzusehen ist, weil die Totalreflexion von der inneren Teilchenwand mit der Vergrößerung des Brechungsindex des Teilchens erleichtert wird.

Es soll betont werden, daß ein Tyndall-Effekt im Dunkelrot (Filter RG. 5) auch in Toluol- und Schwefelkohlenstofflösungen der Polystyrole fehlt. Im weißen Licht ist er, wie in Benzollösungen, bei 5 und 10 Proz. gleich. Für die Toluollösung des Polystyrols IV ist er dem für die Benzollösung ungefähr gleich, während er für CS_2 1,7mal schwächer ist.

Als eine Bestätigung der Totalreflexionstheorie könnte vielleicht auch der Einfluß der Orientierung der fadenförmigen Moleküle der Polystyrole auf die longitudinale Streuung ihrer Lösungen betrachtet werden.

Eine 5prozentige Lösung des Polystyrols EF in Benzol, die schon lange vorbereitet war, zeigte $B = 17{,}5$ und $F = 125$ (RG. 5, 2 Minuten Expositionszeit, 10 mm Schichtdicke). Nun wurde die Küvette, in der sich die Lösung befand, um die Achse, die nach dem Einsetzen der Kassette mit dem Strahlenbündel zusammenfiel, sehr langsam gedreht, so daß die sehr zähe Flüssigkeit den Küvettenwänden entlang ununterbrochen während 10 Minuten floß. Dadurch wurden die Fadenmoleküle des Polystyrols in die zum Lichtbündel senkrechte Richtung orientiert. Nach dieser Orientierung war die Streuung $B = 23{,}5$ und $F = 221$. Wurde dagegen die Küvette ebenso langsam und lange um die zum Lichtbündel senkrechte Achse gedreht, so daß die Moleküle in der Richtung des Lichtbündels orientiert wurden, so zeigte die Flüssigkeit $B = 16$, $F = 105$. Die Orientierung der Moleküle in der Richtung der Lichtstrahlen verkleinerte also die Streuung, während die entgegengesetzte Orientierung sie verstärkte.

Zusammenfassung

Nach einer Einleitung, in der die Anwendung des Plotnikow-Effekts (longitudinale Streuung) im Ultrarot bei der Untersuchung hochmolekularer Verbindungen in der Physiologie und Proteinchemie betont wurde, und einer kurzen Beschreibung der verwendeten Apparatur, wurde gezeigt, daß Polystyrole im Dunkel- und Ultrarot sowohl in festem Zustande als auch in Lösungen keinen Tyndall-Effekt aufweisen. Die an ultraroten Strahlen beobachtete Streuung ist somit eine reine longitudinale Streuung. Die Stärke dieser Streuung ist bei Polystyrolen, wie bei Proteinen, der Kubikwurzel aus dem Molekulargewicht proportional. Die Polystyrole lösen sich nur langsam (in Benzol, Toluol und Schwefelkohlenstoff) auf, indem sie zuerst aufquellen. Da bei größeren Konzentrationen die Streuung immer weniger als die Konzentration wächst, so zeigen die gequollenen und zum Teil gelösten Polystyrole eine kleinere Streuung als ihrer Konzentration entsprechen würde. Infolgedessen vergrößerte sich die Streuung einer Lösung in Benzol mit der Zeit, bis sich eine dem Molekulargewicht entsprechende Streuungsstärke einstellt. In verdünnten Benzollösungen

scheint nach langer Zeit eine Verlängerung der Ketten stattzufinden. Die gefundene Abhängigkeit der Streuung vom Brechungsindex des Lösungsmittels und von der Orientierung der Fadenmoleküle bestätigt die Neugebauersche Theorie der longitudinalen Streuung.

Literaturverzeichnis

B. Čoban, Acta Phys. Polonica **4**, 1, 1935.
P. Gjurić, Strahlenther. **49**, 397, 1933; Radiologica **4**, 92, 1939.
M. Jörg, Secunda Reunion de Ciencia Nat. (Argentina) 1937; Radiologica **4**, 9, 1939.
W. Kast und A. Prietzschk, Zeitschr. f. Elektrochemie **47**, 112, 1941.
W. W. Lepeschkin, Biochem. Zeitschr. **171**, 126, 1926; Protoplasma **33**, 50, 1939; **34**, 161, 1940; **35**, 95, 1940; **36**, 52, 414, 1941; Biochem. Zeitschr. **309**, 254, 1941 (a).
F. H. Müller, Physik. Zeitschr. **42**, 123, 1941.
Th. Neugebauer, Physik. Zeitschr. **41**, 55, 1940; Umschau **44**, 233, 1940; Buvar VI, 377, 1940.
J. Plotnikow, Allgemeine Photochemie, 2. Aufl., 1936.
Max Plotnikow, Photogr. Korresp. **75**, 138, 1939; **76**, 7, 1940; Photogr. Industrie **36**, 503, 1938; Habilit.-Schr. T. H. Berlin 1941: „Photographieren durch trübe Medien".
L. Smirnow, Kolloid-Zeitschr. **71**, 261, 1935.
L. Splait, Acta Phys. Polonica **2**, 459, 1933.
H. Suess, K. Pilch und H. Rudorfer, Zeitschr. f. physik. Chemie (A) **179**, 361, 1937.

(Eingegangen 6. Februar 1942)

Ein Neutronen-Integrator, eine Anordnung zur Messung der Ergiebigkeit von Neutronenquellen nach der Methode von Fermi und Amaldi

Von Fritz G. Houtermans

Mitteilung aus dem Laboratorium Manfred von Ardenne, Berlin-Lichterfelde-Ost

1. Prinzip der Integrationsmessung

Zur Messung von Ergiebigkeiten von Neutronenquellen, d. h. der Zahl der pro Sekunde von einer Quelle emittierten Neutronen stehen heute im wesentlichen zwei Meßmethoden zur Verfügung. Die eine Methode, die wir als „chemische Integrationsmethode" bezeichnen wollen, stammt von Hevesy und Rusinow (1) und besteht darin, daß alle emittierten Neutronen in einem Wassergefäß, das einen empfindlichen Neutronenindikator gelöst enthält, zur Absorption gebracht werden, und nach einer gewissen Bestrahlungszeit die aktivierte Menge des gelösten Indikators entweder direkt oder nach der Methode von Szilard und Chalmers abgetrennt, gesammelt und ihre Aktivität gemessen wird. Diese Methode führt jedoch, wegen der unvermeidlichen Unsicherheit der chemischen Abtrennungsmethode zu großen Fehlern in der Bestimmung der Neutronenergiebigkeit.

Eine andere Methode zur Bestimmung der Zahl der pro Sekunde emittierten Neutronen stammt von Fermi und Amaldi (2). Sie wurde vielfach, so von Amaldi, Hafstad und Tuve (3), von Bakker (4), von Frisch, v. Halban und Koch (5) u. a. zur Messung künstlicher und natürlicher Neutronenquellen angewandt. Diese Methode hat, wie übrigens auch die obenerwähnte Methode den großen Vorzug, vollständig unabhängig von der Primärenergie der Neutronen zu sein, so daß sie ohne weiteres gestattet, Neutronenquellen mit beliebig verschiedenen Primärenergieverteilungen miteinander zu vergleichen. Diese Methode besteht darin, daß die Neutronen in einem sehr großen Volumen wasserstoffhaltiger Substanz bis auf thermische Energien abgebremst werden. Mit Hilfe eines Neutronenindikators für thermische Neutronen wird dann die Dichteverteilung der thermischen Neutronen im Bremsvolumen gemessen, indem aus der bekannten Absorption des Detektorbleches der auf dieses pro Sekunde gerichtete Neutronenstrom berechnet wird. Es wird sodann eine räumliche Integration über die so gemessene Neutronendichte durchgeführt und, da der Absorptionskoeffizient des Bremsmediums und damit die Lebensdauer für thermische Neutronen bekannt ist, ergibt sich die Zahl der pro Sekunde im ganzen Volumen absorbierten Neutronen proportional dem Raumintegral über die Dichteverteilung.

Bei isotroper Winkelverteilung der Primärneutronen handelt es sich dabei nur um die Messung der radialen Abhängigkeit der durch die Neutronen induzierten Aktivität des Indikatorbleches. Dennoch erfordert eine solche Meßreihe eine größere Anzahl Messungen und stellt daher hohe Anforderungen an die Konstanz der Neutronenquelle und der Zählapparate. Der Hauptnachteil der Methode der Ausmessung der Dichtekurve besteht darin, daß die Aktivität in großer Entfernung von der Quelle, die natürlich schon recht klein ist, wegen des Faktors r^2 im Integral mit dem höchsten Gewicht in dieses eingeht. Können wir den Indikator als hinreichend dünn für Neutronen und für β-Teilchen ansehen und ist Q die Zahl der pro Sekunde emittierten Primärneutronen, λ die freie Weglänge in der Bremssubstanz, N die mittlere Zahl der Zusammenstöße eines thermischen Neutrons bis zu seiner Absorption im Bremsmedium, μ^1 der Absorptions-

koeffizient des Indikatorblechs für thermische Neutronen, d seine Dicke, F seine Fläche, $A_e(r)$ die in der Entfernung r vom Zentrum der Quelle auf dem bis zur Sättigung bestrahlten Detektor induzierte Aktivität[1]) in Teilchen pro Sekunde, η der Nutzeffekt der Zählanordnung für Elektronen des Indikators, so ist nach Fermi und Amaldi bei isotroper Verteilung der Primärneutronen

$$Q = \frac{4\pi \int_0^\infty A_e r^2 dr}{\eta \cdot F \cdot d \cdot \mu_1 \cdot \lambda N} \quad (1)$$

Fassen wir alle konstanten Faktoren in einen Proportionalitätsfaktor γ zusammen, so folgt Q:

$$Q = \gamma \int_0^\infty A_e r^2 dr . \quad (2)$$

Da nun der Aktivierungsprozeß des Indikators bzw. die Summierung des Zählwerkes der Borkammer sowieso eine Integration über die Bestrahlungszeit darstellt, liegt es nahe, diese Tatsache zu benutzen und mittels einer geeigneten Anordnung auch gleich die zur Bestimmung von Q nötige räumliche Integration durchzuführen. Im folgenden wird gezeigt, daß dies tatsächlich ohne weiteres möglich ist und es wird eine Anordnung angegeben, die es gestattet, durch eine einzige Messung einen Neutronenindikator derart zu aktivieren, daß seine Aktivität direkt proportional der Gesamtergiebigkeit der Neutronenquelle Q ist. Der Vorteil der Methode von Fermi und Amaldi der vollständigen Unabhängigkeit von der primären Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen bleibt dabei naturgemäß in vollem Maße erhalten. Die Durchführung der räumlichen Integration bei isotroper Verteilung der Primärneutronen läßt sich dabei auf zwei Arten realisieren:

a) Dadurch, daß die räumliche Integration durch eine geeignete Bewegung des Indikatorbleches während der Aktivierungszeit durch eine zeitliche Integration ersetzt wird. Es wird gezeigt werden, daß sich für einen gegebenen Radius der Neutronenquelle und eine gegebene obere Integrationsgrenze r_2 eine von der Dichteverteilung der Neutronen unabhängige Bewegungsfunktion $r(t)$ finden läßt, derart, daß, wenn das Indikatorblech relativ zur Quelle gemäß dieser Funktion während der Bestrahlungszeit bewegt wird, die darauf induzierte Gesamtaktivität direkt proportional Q wird.

b) Die räumliche Integration läßt sich aber auch in noch einfacherer Weise durch eine geeignete Formgebung des Indikators erreichen, wobei natürlich dafür Sorge getragen werden muß, daß die Zählanordnung den gleichen Nutzeffekt für gezählte, vom Indikator emittierte Elektronen hat, unabhängig davon, von welcher Stelle des Indikators diese emittiert werden. Ein solches Zählrohr läßt sich unschwer herstellen und wird im folgenden beschrieben.

2. Die zeitliche Integrationsmethode

Um die Integration über den Raum in eine zeitliche Integration zu verwandeln, muß — isotrope Verteilung der Primärneutronen vorausgesetzt — die Bewegungsfunktion $r(t)$ derart gefunden werden, daß die über ein gegebenes Zeitintervall gemessene Aktivität des Detektors dem Raumintegral (1) proportional ist. Dabei muß, wie es ja auch bei der Ausmessung der Dichtekurve bei Amaldi und Fermi geschieht, die obere Grenze des Integrals r_2 endlich, und zwar so groß gewählt werden, daß

$$\int_{r_2}^\infty A_e r^2 dr \ll \int_0^\infty A_e r^2 dr \quad (3)$$

wird. Nötigenfalls kann der Tatsache der endlichen oberen Grenze durch eine kleine Korrektur Rechnung getragen werden.

Betrachten wir zunächst den Fall unendlich kleiner Quelle. Arbeitet man mit einem Momentandetektor, z. B. einer Borkammer oder einem Cadmiumzähler, der nicht selbst integriert, so muß offenbar die Bewegung in der Weise erfolgen, daß das Zeitelement dt, während dessen sich der Indikator im Abstand r von der Quelle befindet, proportional zur r^2 wird. Das gleiche gilt auch dann, wenn ein radioaktiver Indikator gewählt wird, dessen Halbwertszeit T groß gegen die Bestrahlungsdauer — oder genau gesagt — gegen die Zeitdauer ist, in der der Indikator das zu messende Intervall von r durchläuft.

Führen wir mit $t(r)$ die zur $r(t)$ inverse Bewegungsfunktion ein und bezeichnen wir ihre Ableitung nach r als t'

$$\frac{dt}{dr} = t' , \quad (4)$$

[1]) Als Maß der Aktivität kann sowohl die Aktivität des Indikators ohne einseitige Cadmiumabdeckung, A_e, als auch die um den Faktor $N'/_2$mal kleinere Aktivität des einseitig mit Cadmium abgedeckten Indikators, B_e, dienen (2, 3, 6). Beide Größen sind der Neutronendichte in der Umgebung proportional. Die erstere Methode ist wesentlich empfindlicher, aber für Absolutmessungen weniger geeignet, da sie eine genaue Kenntnis des Albedos voraussetzt, außerdem ist sie nicht ohne weiteres anwendbar, wenn die Quelle und der Detektor merklich thermische Neutronen absorbieren. Vgl. Fußnote 2.

so muß, damit die Integratorbedingung erfüllt ist, wenn ϑ die Bestrahlungszeit, V eine Konstante von der Dimension eines Volumens und λ die Zerfallskonstante des Indikators bzw. bei Momentanindikatoren eine der Empfindlichkeit desselben proportionale Größe ist,

$$\frac{V\lambda}{3}\int_0^{\vartheta} A_c(r)\,dt = \int_0^{r_2} A_c(r)\,r^2\,dr \qquad (5)$$

sein, also

$$\frac{V\lambda}{3}\int_0^{r_2} A_c(r)\cdot t'(r)\cdot dr = \int_0^{r_2} A_c(r)\,r^2\,dr \qquad (6)$$

und nach Differentiation nach der oberen Grenze und Kürzung von A_c

$$\frac{V\lambda}{3}\,dt = r^2\,dr \qquad (6a)$$

und integriert

$$V\cdot\lambda\,t = r^3 - r_1^3\,. \qquad (7)$$

Sei etwa für $t = 0$, $r = 0$, so wird

$$r^3 = V\cdot\lambda\,t\,. \qquad (8)$$

Der „Indikatorfahrplan", d. h. die radiale Bewegungsfunktion des Indikators ist — wie unmittelbar anschaulich — dadurch charakterisiert, daß r^3 zu t proportional sein muß.

Um für praktische Zwecke den großen Geschwindigkeitsunterschied der Bewegung bei kleinen und großen Radien auszugleichen und gleichzeitig der Tatsache der endlichen Ausmaße und der meist nicht vorhandenen Kugelsymmetrie der üblichen Quellen Rechnung zu tragen, ist es praktisch, auch für kleine Quellen eine untere Integrationsgrenze r_1 einzuführen. Für alle Versuche sowohl mit zeitlicher wie mit räumlicher Integration wurde daher die Quelle ins Zentrum einer Hohlkugel von 4,0 cm innerem Durchmesser eingebracht, deren Wandstärke 1 mm betrug, so daß durchweg $r_1 = 4{,}1$ cm war. Bei Messung von kleinen Quellen ($Ra\alpha + Be$) befanden sich diese im Zentrum der Kugel, bei Photoneutronenquellen war die Kugel mit dem Material gefüllt, aus dem die Photoneutronen ausgelöst wurden. Da im Innern der Hohlkugel keine Absorption von thermischen Neutronen stattfindet, also

$$N^{-1} = 0 \text{ für } r < r_1$$

ist, braucht das Innere der Kugel bei der Integration nicht berücksichtigt zu werden [vgl. Gleichung (1)]. Für ein Füllmaterial der Kugel, das thermische Neutronen merklich absorbiert, muß allerdings eine Korrektur angebracht werden, indem dem gemessenen Integral $(Q)_{r_1}$ noch ein Korrekturglied Q_i hinzugefügt wird. Die Berechnung dieses Korrekturglieds erfolgt durch Berücksichtigung des mittleren Neutronenweges und des Absorptionskoeffizienten thermischer Neutronen im Füllmaterial der Kugel, da in dieser selbst praktisch keine thermischen Neutronen entstehen. Da die Methode aber zunächst nur auf Quellen angewandt wurde, die keine oder nur sehr geringe Absorption thermischer Neutronen zeigen, soll hier auf die Berechnung des Korrekturgliedes nicht weiter eingegangen werden. Ist das Füllmaterial der Kugel ein starker Absorber thermischer Neutronen, so ist es bequem, ein künstliches „Neutronenloch" zu schaffen und sowohl die Vergleichsquelle wie die zu messende Quelle in einer Cadmiumkugel zu messen und, da der Strom thermischer Neutronen auf die Kugeloberfläche bekannt ist, wenn $B_c(r_1)$ getrennt gemessen wird[2]), eine entsprechende Korrektur an der Integratormessung anzubringen. Für Beryllium als Füllsubstanz konnte von einer derartigen Korrektur abgesehen werden.

Der Wert der Integrationskonstante in der Bewegungsgleichung (7) für gegebenes r_1 folgt durch Einsetzen der Anfangsbedingung, daß $r = r_1$ für $t = 0$ sein soll. Da der Sinn der Bewegung für die Integration unwesentlich ist, läßt sich die Bewegung zwischen r_1 und r_2 auch rückläufig ausführen und dadurch eine nach Gleichung (7) verlaufende periodische Bewegung des Indikators durchführen. Dabei läßt sich auch ohne weiteres eine mechanische Führung des Indikators mit Hilfe einer nach Gleichung (7) verlaufenden Spiralkurve angeben, so daß eine Kurvenscheibe, deren Gleichung in Polarkoordinaten

$$\text{für } r_1 < r < r_2 \ldots \varphi \sim r^3 - r_1^3 \qquad (9)$$

ist und die sich mit konstanter Winkelgeschwindigkeit dreht, die radiale Führung des Indikators besorgt. Eine solche Anordnung war vor einigen Jahren konstruiert worden, konnte jedoch aus äußeren Gründen nicht experimentell erprobt werden. Die einzige Voraussetzung der Anwendbarkeit einer solchen Anordnung ist, daß die Periode der Bewegung des Indikators zwischen r_1 und r_2 klein gegen die Lebensdauer des Indikators ist. Von einer neuerlichen Durchführung

2) In diesem Falle ist es günstiger, B_c auch für die Integration wenigstens der inneren Teile des Gefäßes als Maß für die Neutronendichte zu wählen und mit einseitig abgedecktem Indikator zu messen, da durch das Neutronenloch am Rande der Quelle die Voraussetzung dafür, daß A_c als Maß der Aktivität dient, nämlich die Isotropie der einfallenden thermischen Neutronen, gestört wird. Dies gilt aber nur bis zu Entfernungen der Größenordnung der Diffusionsstrecke derselben, also einige cm vom Rande der Quelle.

einer mechanischen Bewegungseinrichtung wurde Abstand genommen, da, wie im folgenden beschrieben wird, sich auch für relativ kurzlebige Indikatoren leicht eine Anordnung treffen läßt, die für Indikatoren bekannter Halbwertzeit ohne weiteres erlaubt, die Bewegung mit der Hand auszuführen und inzwischen für die gebräuchlichsten Indikatoren hinreichend genaue Messungen der Halbwertszeit bekannt sind. Dies wird dadurch ermöglicht, daß der zeitliche Abfall der Aktivität des Indikators bei Berechnung der Bewegungsfunktion mit in Rechnung gestellt wird. Damit wird gleichzeitig, wenn die Bewegung des Indikators wieder für $t = 0$ mit $r = r_1$ beginnt, ein weiterer Ausgleich der Geschwindigkeit zwischen innen und außen geschaffen. Sei ϑ wieder die Bestrahlungszeit, so ist nunmehr, wenn λ die Zerfallskonstante des Indikators ist, die gemessene Aktivität

$$\int_0^{\vartheta} A_e(r)\, e^{-\lambda(\vartheta - t)}\, dt$$

proportional dem Volumintegral über $A_e(r)$ zu setzen

$$\frac{V\lambda}{3} \int_{r_1}^{r_2} A_e(r)\, e^{-\lambda(\vartheta - t(r))}\, t'\, dr = \int_{r_1}^{r_2} A_e(r)\, r^2\, dr \qquad (10)$$

und nach Differentiation und Kürzung von $A_e(r)$ folgt

$$\frac{V\lambda}{3}\, e^{-\lambda\vartheta} e^{\lambda t(r)}\, dt = r^2\, dr\,. \qquad (11)$$

Hieraus folgt die Bewegungsgleichung

$$V e^{-\lambda\vartheta} e^{\lambda t} = r^3 + \text{const} \qquad (12)$$

und mit der Anfangsbedingung $r = r_1$ für $t = 0$ unter Zusammenfassung der Konstanten

$$\alpha = V e^{-\lambda\vartheta} \qquad (13)$$

$$r^3 - r_1^3 = \alpha\,(e^{\lambda t} - 1)\,. \qquad (14)$$

Man sieht leicht, daß die Form der Bewegung sehr wesentlich von der Wahl von ϑ abhängt; setzen wir die Bestrahlungszeit ϑ

$$\vartheta = \Theta\, T, \qquad (15)$$

wo T die Halbwertszeit des Indikators bedeutet, so ergibt sich ein Verlauf, der in Einheiten der Halbwertszeit für verschiedene Werte von Θ in Fig. 1 graphisch wiedergegeben ist.

Die Größe der Aktivität selbst hängt naturgemäß ebenfalls von ϑ ab und hat in einer gegebenen Verteilung der Neutronendichte für einen bestimmten Wert von Θ ein Maximum. Je flacher der Abfall von A_e mit r ist, desto größer wird der Wert von Θ, für den der Integrationswert der Aktivität sein Maximum hat, für schnellere Primärneutronen wird daher Θ größer gewählt werden können.

Die praktische Ausführung des hier im Laboratorium hergestellten Neutronenintegrators ist in Fig. 2 abgebildet und besteht aus einer Halterung für die im Zentrum eines Wasserbottichs von 80 cm Durchmesser befindliche Kugel, die die Neutronenquelle enthält, an einem mit Maßstäben versehenen Kreuz, auf die Halterungen für die Indikatoren angebracht sind.

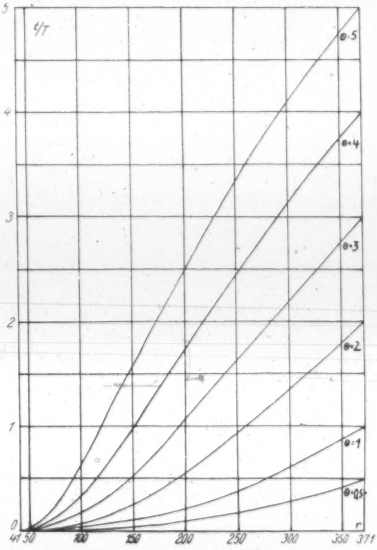

Fig. 1. Bewegungsfunktion (Indikatorfahrplan) bei bekannter Halbwertszeit des Indikators für verschiedene Bestrahlungszeiten $\Theta = \vartheta/T$ und zeitliche Integration zwischen $r_1 = 4{,}1$ cm und $r_2 = 37{,}1$ cm.

Sämtliche ins Wasser eintauchenden Teile der Halterung bestehen aus Aluminium, um eine möglichst kleine Neutronenabsorption zu erreichen. Die Messung selbst wurde meist mit der langen Silberperiode als Indikator ausgeführt, wobei die Messung erst 2 Minuten nach dem Ende der Bestrahlung begonnen wurde, um die 22-sec-Aktivität hinreichend abklingen zu lassen. Auch Mangan und Dysprosium eignen sich vorzüglich als Indikatoren, da sie im wesentlichen nur für thermische Neutronen empfindlich sind und daher keine Cadmiumdifferenzmessungen zur Elimination der Resonanzneutronen nötig machen.

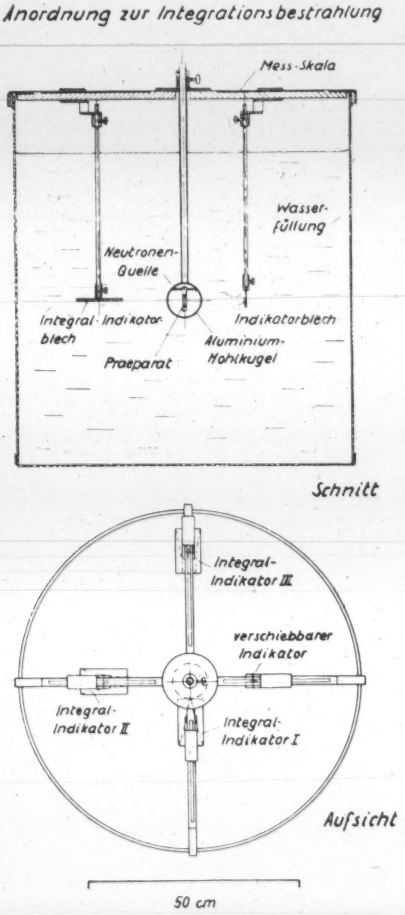

Fig. 2. Wassertopf zur Messung des Fermi-Amaldi-Integrals. Die rechte Schiene dient zur Messung der Kurven und zur zeitlichen Integration, die anderen drei zur Aufnahme der Integralindikatoren. Die Schienen sind mit einer Millimeterteilung versehen.

3. Die räumliche Integrationsmethode

Zur Verwirklichung der räumlichen Integrationsmethode mußte zunächst eine β-Strahlzählanordnung geschaffen werden, bei der die obenerwähnte Voraussetzung verwirklicht ist, daß alle vom Indikator emittierten Elektronen mit gleicher Wahrscheinlichkeit gezählt werden. Zu diesem Zweck wurde ein Zählrohr aus Duraluminium, das bis zu einer Wandstärke von 0,15 mm herunter gedreht war, gebaut, dessen eigentlicher Zählkörper eine Länge von 150 mm hat. Mit Hilfe eines 4 mm breiten Streifens Uranglas, der längs des Zählrohrkörpers verschoben werden konnte, wurde kontrolliert, daß die Zählrohrempfindlichkeit auf einer Länge von 130 mm, also bis 10 mm vom Rande des Zählrohres auf etwa 0,5 Proz. konstant war. Auch die Rotationssymmetrie wurde mittels eines längs gelegten Streifens Uranglas und Drehung des Zählkörpers bis zur gleichen Genauigkeit geprüft. Um das räumliche Integrationsprinzip zu prüfen, wurde die Integration zunächst in drei Etappen, und zwar von $r_1 = 41$ mm bis $r_2 = 151$ mm, von 151 bis 261 und von 261 bis 371 mm mit Hilfe dreier Integrationsindikatoren vorgenommen. Ist b die Breite des Indikators, so ist dessen Gestalt $b(r)$ gegeben durch die Forderung

$$\int_{r_1}^{r_2} b(r) A_e(r) dr = \beta \int_{r_1}^{r_2} A_e(r) r^2 dr \quad . \quad (16)$$

also

$$b(r) = \beta \cdot r^2 , \quad (17)$$

wo β eine Konstante ist. Die Begrenzung muß also die Form einer Parabel haben. In Fig. 3 ist

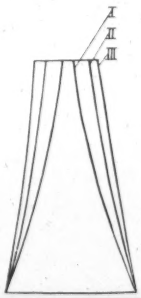

Fig. 3. Form der Integratorbleche *I*, *II* und *III*. Die Basis ist $b_2 = 6{,}0$ cm, die Länge $l = 11{,}0$ cm.

die Form der drei über ein radiales Intervall von je 11 cm integrierender Integratorbleche wiedergegeben.

Die Empfindlichkeit der Integratoren verhält sich dabei, da die größte Breite bei allen $b_2 = 60$ mm betrug, wie das Verhältnis des Quadrates der äußeren Integrationsgrenzen, also wie $(151)^2 : (261)^2 : (371)^2$ also wie $1 : (2{,}98)^{-1} : (6{,}04)^{-1}$. Die Integratorenbleche wurden zur Bestrahlung mittels einer Halterung

aus Aluminium in dem geeigneten Abstand von der Neutronenquelle in horizontaler Richtung in der Äquatorebene der die Quelle enthaltenden Kugel angebracht und zur Messung mit Hilfe von Gummibändern dicht auf dem zentralen Teil des Zählrohrkörpers befestigt.

Eine prinzipiell mögliche Fehlerquelle der räumlichen Integrationsmethode ist die Möglichkeit, daß durch die von inneren Teilen des Integrationsindikators weggefangenen Neutronen ein Neutronendefizit entsteht, so daß die weiter außen gelegenen Teile desselben nicht mehr die richtige Neutronendichte messen. Durch geeignete Kontrollversuche wurde festgestellt, daß bei der angewandten Dicke der Indikatorbleche dieses Fehlen keine Rolle spielt, auch dann nicht, wenn zum Zwecke der Durchführung von Messungen mittels B_c der Indikator einseitig mit Cadmium abgedeckt wird. Die Prüfung erfolgte durch weitgehende Unterteilung der Indikatoren und Vergleich zwischen den Meßresultaten bei gleichzeitiger und nacheinander einzeln durchgeführter Bestrahlung der Teile eines Integrationsindikators.

4. Experimentelle Prüfung

Zum Zweck des Vergleichs wurden zwei Neutronenquellen miteinander verglichen, und zwar um die theoretisch vorhandene Unabhängigkeit von der Primärenergie zu prüfen, zwei Quellen mit völlig verschiedenen Geschwindigkeitsspektren der Primärneutronen. Quelle I war eine gewöhnliche $(Rn\alpha + Be)$-Quelle, bestehend aus einem der üblichen, mit Be-Pulver gefüllten Emanationsröhrchen, das sich im Zentrum einer Hohlkugel aus Aluminium von 80 mm innerem Durchmesser und 1 mm Wandstärke befand. Quelle II war ein mit Radon gefülltes Röhrchen der gleichen Dimension (3 mm Durchmesser, 30 mm Länge), im Zentrum einer ebensolchen Kugel, die mit 232,1 g Be-Pulver gefüllt war. Quelle II war also eine Photoneutronenquelle $(Rn\gamma + Be)$. Sämtliche Messungen am Zählrohr wurden mit einem Satz von Uran-Standards verglichen. Diese Standards hatten eine Stärke von 0,9 bis 8,5 mg Uranelement und waren auf einer Zählapparatur, deren Eichkurve genau bekannt war, geeicht worden, so daß die Korrekturen für endliches Auflösungsvermögen des Zählwerks und Unproportionalität des Zählrohres bekannt waren. Außerdem wurde durch Größe des Indikators und Wahl des Zeitpunkts der Messung so gemessen, daß alle Effekte von solcher Größenordnung waren, daß diese Korrektur niemals mehr als etwa 10 Proz. war. Gemessen wurde mit einer Serie von je 3 Gold- und 3 Silberintegratoren bis zu einer Entfernung von 37,1 cm vom Mittelpunkt der Quelle. Die Zeitintegratormessungen wurden mit der 2,5-min-Silberaktivität und mit Mangan als Detektor ausgeführt, wobei für Mangan eine Halbwertszeit bestrahlt wurde ($\Theta = 1$), für Silber die vierfache und die einfache Halbwertszeit ($\Theta = 4$ und $\Theta = 1$). Die Integration mit Silberdetektor mit $\Theta = 1$ wurde in zwei Etappen von $r_1 = 4{,}1$ bis $r_2 = 15{,}1$ cm und von $r_2 = 15{,}1$ bis $r_2 = 37{,}1$ ausgeführt. Die Ergebnisse der Messungen mit Ag und Au als Integrationsindikator bzw. die zeitlichen Messungen stimmten miteinander innerhalb der Fehlergrenze überein, ebenso die Messungen der Integrationsbestrahlungen der Ag- und Mn-Indikatoren. Zum Vergleich wurden die Kurven für A_c für beide Quellen zwischen $r = 4{,}1$ cm und $r = 25$ cm aufgenommen und die Kurven von $r^2 A_c$ graphisch integriert, wobei der Rest der Kurve aus dem exponentiellen Abfallgesetz $A \sim A e^{-r/a}$ extrapoliert wurde.

Tabelle I

Quelle	Aus F-A-Kurve	Zeitintegrator	Integralindikatoren I III
$Rn\alpha + Be$	100	100	100
$Rn\gamma + Be$	10,6	11,2	9,6
Fehler	± 1,0	± 0,8	± 0,8

In Spalte 1 ist die Quelle, in der Spalte 2, 3 und 4 das Ergebnis der Relativmessung mittels der graphischen Integration der Verteilungskurven, mittels der Integrationsbestrahlung und mittels der Integrationsindikatoren aufgetragen. In Spalte 3 und 4 sind die gewogenen Mittel der Messungen mit Silber und Mangan bzw. Gold und Silber gegeben.

Wie man sieht, stimmen die Ergebnisse der nach den verschiedensten Methoden und mit verschiedenen Indikatoren gemachten Messungen miteinander innerhalb der Fehlergrenzen in befriedigender Weise überein. Die Dicke der Integrationsindikatoren betrug für Ag und Au 0,1 mm, ebenso die der zur zeitlichen Integration benutzten Indikatoren, deren Fläche 2,0 × 3,0 cm betrug. Für Mangan wurden meist Metallindikatoren einer Dicke von 1,0 mm benutzt, für Dysprosium Aluminiumbleche von 0,1 mm Dicke auf die Dysprosiumoxyd mit einer Spur Zaponlack in einer Dicke von etwa 28 mg/cm² aufgebracht war.

Die benutzten Werte der Halbwertszeiten sind:

Ag 2,44 min, Au 3917 min, Mn 155,4 min, Radon 5508 min.

5. Benutzung des Integrators für Relativmessung und absolute Empfindlichkeit

Für Absolutmessungen ist es bekanntlich günstig, durch Cadmiumabdeckung der einen Seite des Indikators zu vermeiden, daß reflektierte Neutronen den Indikator mehrfach durchsetzen. Die Steigerung der Aktivität dadurch, daß der Indikator mehrfach durchsetzt wird, ist durch das Albedo des Wassers für thermische Neutronen und die Absorption des Indikators gegeben. Das Albedo ist aber bei hinreichend dünnem Indikator eine Eigenschaft der thermischen Neutronen und ihrer Winkelverteilung allein und hängt nicht von der Entfernung von der Quelle ab, in der sich der Indikator befindet. Diese Tatsache wurde mit Gold, Silber, Mangan und Dysprosium als Indikator auch experimentell geprüft und völlig bestätigt gefunden. Für Relativmessungen kann daher bei Messungen mit dem Integrator die einseitige Cadmiumabdeckung ohne weiteres weggelassen werden, wodurch sich eine erhebliche Empfindlichkeitssteigerung der Messung ergibt.

Bei Absolutmessungen muß ferner durch Messung mit und ohne vollständige Cadmiumabdeckung der Anteil, den die Resonanzneutronen an der Aktivität haben, berücksichtigt werden. Dies gilt natürlich nur für Gold und Silber von den angewandten Indikatormaterialien. Bei Mangan und Dysprosium erübrigt sich eine Messung mit Cadmiumabschirmung, da diese im wesentlichen nur für thermische Neutronen empfindlich sind. Das Verhältnis des Anteils der Resonanzneutronen an der Aktivität hängt jedoch im Volumintegral nur von der Höhe und Breite der charakteristischen Resonanzabsorptionen des Indikatormaterials, nicht aber von der Primärenergie der schnellen Neutronen ab. Da der radiale Abfall der Dichte der Resonanzneutronen sich von dem der thermischen Neutronen unterscheidet, so ist der relative Anteil der ersteren an der Aktivität nicht unabhängig von der Entfernung von der Quelle; dieser Einfluß macht aber, da ja direkt eine dem Volumintegral bis ins Unendliche proportionale Aktivität gemessen wird, nichts aus, auch das Volumintegral über die Dichte der Resonanzneutronen ist ja der Primärergiebigkeit der Quelle proportional. Freilich kann für Resonanzneutronen ein Goldindikator von 0,1 mm Dicke nicht mehr als dünn betrachtet werden[3]), so daß die Intensitätssteigerung durch Fortlassen der einseitigen Cadmiumabdeckung, abgesehen von dem geringen Albedo für diese Neutronen nicht voll zur Geltung kommt. Aber wie die Kontrollversuche ergeben haben, bleibt auch dann, wenn die Resonanzneutronen einfach mitgemessen werden, die Proportionalität der Aktivität beider (der räumlichen und der zeitlichen) Formen des Integrators zu der durch graphische Integration der thermischen Neutronendichte streng nach Fermi und Amaldi aus der Kurve erhaltenen Werten gewahrt. Es kann daher bei Relativmessungen ohne Cadmiumabdeckung und ohne Abschirmung der Resonanzneutronen gemessen werden.

Die absolute Empfindlichkeit der verschiedenen Formen des Integrators ist unter der Annahme, daß unsere Quelle ($Rn\alpha + Be$) in der Hohlkugel 25000 Neutronen/mCurie emittiert, in Tabelle II gegeben. Die Empfindlichkeit des Zählrohres betrug im allgemeinen etwa 100 bis 140 Schläge/min · mg Uranelement in β-dünner Schicht.

Tabelle II

Empfindlichkeit der Integratoren in mg Uranelement des Uranstandards pro Neutron/sec

	Mn	*Ag*	*Au*	
Zeitintegrator $\Theta = 1$ | von $r_1 = 4{,}1$ cm	$2{,}3 \cdot 10^{-4}$	$1{,}14 \cdot 10^{-4}$	—	(mgU) sec/neutr
Zeitintegrator $\Theta = 4$ | bis $r_2 = 37{,}1$ cm	—	$2{,}15 \cdot 10^{-4}$	—	(mgU) sec/neutr
Integrationsindikator I ..... (Über II und III vgl. S. 500.)	—	$2{,}9 \cdot 10^{-2}$	$5{,}4 \cdot 10^{-2}$	(mgU) sec/neutr

6. Andere Anwendungen des Integrators

Wird bei der Messung mit dem Integrator ein Indikator, wie *Mn* oder *Dy* verwendet, der für thermische Neutronen allein empfindlich ist, so ist nach Gleichung (1) die Aktivität der Lebensdauer des thermischen Neutrons, also dem reziproken Absorptionskoeffizienten μ^{-1} des Bremsmediums für thermische Neutronen proportional. Es ergibt sich hieraus daher die Möglichkeit, mit dem Integrator auch Wirkungsquerschnitte

3) Da nur mit der langen Silberperiode gemessen wurde, die keine hohe Resonanzabsorption hat, kann diese Dicke für *Ag* 2,44 min noch als klein betrachtet werden. Die Verarmung an *A*-Neutronen in der Umgebung des Indikators kann wegen ihrer geringen Resonanzbreite und Zahl bzw. der geringen Empfindlichkeit der langen Silberperiode für diese außer acht gelassen werden.

thermischer Neutronen dadurch zu bestimmen, daß das zu messende Element in Lösung gebracht wird, und die Verminderung der Aktivität des Integrators gemessen wird. Diese Methode wurde – freilich bei graphischer Integration der A_e-Kurve, was sehr viel mühsamer ist – von Frisch, v. Halban und Koch (5) u. a. zur Bestimmung thermischer Wirkungsquerschnitte angewandt. Die gleiche Methode läßt sich aber auch dazu verwenden, die Wahrscheinlichkeit zu bestimmen, daß ein Neutron bei der Abbremsung von einem in Lösung zugesetzten Element durch Resonanzabsorption verschluckt wird. Dies geschieht durch Anwendung eines Indikators, der selbst eine Neutronenresonanz hat, deren Energie unter der Resonanzenergie des zu messenden Elements liegt. Für Messungen thermischer Wirkungsquerschnitte ist es am einfachsten, sich die Anordnung mit Hilfe von Borsäurelösungen verschiedener Konzentration zu eichen. Natürlich braucht in diesem Falle das Meßgefäß nicht so groß zu sein, wie es für Messungen der Neutronenergiebigkeit notwendig ist. In diesem Fall entweicht ein gewisser Anteil der Neutronen nach außen, unabhängig davon, ob die Lösung starke oder schwache Absorption für thermische Neutronen besitzt, so lange die Wasserstoffdichte durch Zusatz des Absorbers nicht wesentlich herabgesetzt wird.

Eine weitere Anwendung des Integrators ist die verhältnismäßig einfache Messung des Wirkungsquerschnitts von $(n, 2n)$-Prozessen und anderen Vorgängen, bei denen Neutronen in einem Medium ausgelöst werden.

7. Andere Integratoren

Das hier zur Messung der Größe $\int A_e \cdot r^2 \cdot dr$ angewandte Prinzip kann natürlich auch zur Messung anderer für Neutronen bestimmter Sorte charakteristischer Größen benutzt werden, nämlich allgemein zur Messung irgendeiner Größe der Form $\int A \cdot f_e(r) \cdot dr$ verwendet werden, wo A die durch thermische oder Resonanzneutronen bewirkte Aktivität ist. So ist z. B. die von Fermi und Amaldi zur Bestimmung von Resonanzenergien gemessene Größe r^2 gegeben durch den Ausdruck

$$r^2 = \frac{\int_0^\infty A_g r^4 dr}{\int_0^\infty A_g r^2 dr}, \qquad (18)$$

dessen Zähler ebenfalls im Prinzip durch eine einzige Integrationsmessung bestimmt werden kann. Doch ist r^2 leider recht unempfindlich gegen die Resonanzenergie und daher liefert diese Methode nicht sehr genaue Resultate. Zu diesem Zweck muß naturgemäß bei zeitlicher Integration der Bewegungsfahrplan des Indikators, bei räumlicher Integration die Form des Integrationsindikators entsprechend abgeändert werden. Die hierzu nötigen Gleichungen folgen ohne weiteres in Analogie zu Gleichungen (5) und (15).

Über einige Meßergebnisse, die mit dem hier beschriebenen Instrument im Laboratorium von Ardenne erhalten wurden, soll demnächst berichtet werden. Der Verfasser dankt Herrn Dr. Rehbein (Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie) für die Möglichkeit der Kontrolle des Uranstandards und Herrn Dr. Haxel (Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Berlin) für freundliche Hilfe und Ratschläge bei der Anfertigung der Zählrohre und der Dysprosiumindikatoren und Herrn Reibedanz für Konstruktionen und Zeichnungen. Den Herren Dr. Beuthe und Dr. Weiss von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt danke ich für die freundliche Überlassung von Radonquellen, Herrn M. v. Ardenne für die Ermöglichung dieser Arbeit.

Zusammenfassung

Es wird eine Anordnung beschrieben, die es gestattet, Ergiebigkeiten von Neutronenquellen nach der Methode von Fermi und Amaldi ohne Aufnahme der Dichtekurve durch eine einzige Integrationsmessung zu bestimmen. Dies geschieht entweder durch geeignete Bewegung eines Indikators in einem die Quelle enthaltenden Wassertopf oder durch Anwendung eines geeignet geformten Integratorblechs. Messungen mit beiden Formen des Integrators werden zum Vergleich einer Photoneutronenquelle ($Ru\gamma + Be$) und einer Quelle ($Ru\alpha + Be$) benutzt und mit dem Resultat der Fermi-Amaldi-Kurve verglichen. Anwendungen des Integrators zur Messung von Wirkungsquerschnitten von Neutronen werden angegeben, ebenso Anordnungen zur Messung anderer Integralausdrücke.

Literaturverzeichnis

1) Rusinow, Physik. Zeitschr. Sowjetunion **10**, 219, 1936.
2) E. Amaldi und E. Fermi, Phys. Rev. **50**, 899, 1936.
3) Amaldi, Hafstad und Tuve, Phys. Rev. **51**, 896, 1937.
4) Bakker, Physica **4**, 723, 1937.
5) O. R. Frisch, H. v. Halban und J. Koch, Nature **140**, 895, 1937.
6) H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. **15**, 541, 1937.

Berlin, den 28. Februar 1942.

(Eingegangen 18. September 1942)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Ragnar Holm, Die technische Physik der elektrischen Kontakte. Bd. 4 der „Technische Physik in Einzeldarstellungen". Herausgegeben von G. Holst und W. Meissner. XII und 337 Seiten. Mit 130 Abbildungen. Berlin 1942. Springer-Verlag. Geb. RM. 33,30.

Schalter, Relais, Klemmen, Mikrophone und Kollektoren sind wesentliche Elemente der Elektrotechnik, an die immer steigende Forderungen gestellt werden; für den Konstrukteur ergibt sich damit die Notwendigkeit, über Zustandekommen und Eigenschaften der elektrischen Kontakte in jeder möglichen Hinsicht unterrichtet zu werden. Es ist daher besonders zu begrüßen, wenn nunmehr eine erste erschöpfende Monographie über die technische Physik der elektrischen Kontakte vorgelegt wird, in der der maßgebende Spezialist seine Kenntnisse und Erfahrungen in systematischer Weise darstellt; der komplexen Natur des Gegenstandes entsprechend erstreckt sich die theoretische, experimentelle und ingenieurmäßige Behandlung des Stoffes etwa vom quantenmechanischen Tunneleffekt über die Adsorptionstheorie und Supraleitungsversuche, Festigkeitslehre, Hydrodynamik, Gasentladungstheorie und Stoffwanderung bis zur praktischen Dimensionierung, und man würde dem Autor mit der Bezeichnung „Spezialist" unrecht tun, wenn man nicht seine vielseitige Aufgeschlossenheit und kritische Sorgfalt hervorhöbe, mit der er alle Forschungsmethoden auf dies gedanklich so komplexe und nur äußerlich anscheinend so eng begrenzte Thema anwendet.

Der Aufbau des Buches schreitet in didaktisch geschickter Weise vom Einfachen zum Komplizierten fort und beginnt demgemäß im I. Hauptabschnitt über ruhende Kontakte mit der vereinfachten Schilderung einiger Hauptbegriffe aus der Kontaktlehre; hier werden der Engewiderstand, seine KU-Linien, seine Temperaturverteilung, seine Induktivität und Fläche, Anlaufschichten, die Theorie der Stromleitung durch Fremdschichten, Haften, Sintern und Schweißen der Kontakte sowie der Widerstand von Pulvern und speziell Mikrophonen behandelt.

Der II. Hauptabschnitt über Gleit- und Schleifkontakte wird mit der Gleitkontaktlehre eingeleitet, behandelt dann unter anderem die hydrodynamische Schmierreibung, den Reibungsvorgang von Graphit und von trockenen Metallen, unstete Bewegung und Temperatur von Schleifkontakten sowie den Einfluß von Fremdschichten hierauf; er schließt dann mit Ausführungen über die Elektrizitätsleitung, den Verschleiß und praktische Fragestellungen.

Der III. Hauptabschnitt über Abhebekontakte beginnt mit Darlegungen über Gasentladungen, namentlich über Lichtbogen, schreitet auch hierin wieder vom Allgemeinen zum Speziellen fort und geht dann zur Erörterung der praktisch so wichtigen Fragen der Prellung, der chemischen Veränderungen wie insbesondere der Oxydation und der Stoffwanderungen über. Den Beschluß bilden Kapitel über Quecksilberkontakte und Kohledruckwiderstände.

Im IV. Hauptabschnitt endlich wird eine Übersicht über die Geschichte der Kontaktlehre geboten.

Die Darstellung ist nicht nur ihrer Disposition nach leicht verständlich aufgebaut, sondern es sind auch solche Teile durch Kleindruck kenntlich gemacht, die erst bei einem fortgeschrittenen Studium durchgearbeitet werden müssen; in den Text sind zahlreiche Tabellen und Diagramme aus der reichen Erfahrung und Kenntnis des Autors eingestreut, die für besondere Aufgaben von praktischem Wert sein können. Da das Werk außerdem übersichtlich gesetzt und gut ausgestattet ist, darf man zu dieser mustergültigen Monographie außer dem Autor auch Herausgeber und Verlag beglückwünschen.

E. Justi

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Technischen Hochschule Dresden Oberstudiendirektor Dr. Erich Günther für Geschichte der Mathematik und exakten Naturwissenschaften, an der Universität München Dr. Josef Schormüller für Chemie und Biochemie der Lebensmittel.

Ernannt: Die Konservatorin an der Universität München Dr. Elisabeth Dane zur außerplanmäßigen Professorin ebenda, der Dozent für organisch-chemische Technologie an der Technischen Hochschule Wien Dr.-Ing. Hans Truttwin in gleicher Eigenschaft an die Deutsche Technische Hochschule Prag.

Vom Lehramt zurück: Der o. Professor für anorganische und physikalische Chemie an der Universität Jena Dr. Adolf Sieverts, der o. Professor für Elektrotechnik, insbesondere für automatische Telephonie, an der Deutschen Technischen Hochschule Prag Dr. Karl Leitenberger, der ao. Professor für Biochemie an der Universität Wien Hofrat Generalstabsarzt Dr. Erhard Glaser.

Gestorben: Der frühere o. Professor der Geodäsie und Geophysik und Direktor des Geodätischen Instituts in Potsdam Wirklicher Admiralsrat Dr. Ernst Kohlschütter, der o. Professor für reine und angewandte Mathematik sowie theoretische Ballistik an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Rudolf Rothe, der Direktor des Dänischen Meteorologischen Instituts und o. Professor für Meteorologie an der Technischen Hochschule in Kopenhagen Dr. Dan La Cour, der o. Professor der Mathematik an der Universität Bonn Dr. Hans Rudolf Beck, der Astronom und Mondforscher Dr. Karl Müller in Dornbach bei Wien.

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany